



Comparaison des données de réflectivité issues des sondeurs multifaisceaux, sondeurs de sédiments, et sismique HR3D

Sandie Le Conte

► To cite this version:

Sandie Le Conte. Comparaison des données de réflectivité issues des sondeurs multifaisceaux, sondeurs de sédiments, et sismique HR3D. Acoustique [physics.class-ph]. Université Rennes 1, 2004. Français. NNT: . tel-00113506

HAL Id: tel-00113506

<https://theses.hal.science/tel-00113506>

Submitted on 13 Nov 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N^o D'ORDRE : 3144

THÈSE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1

pour obtenir

le grade de **DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1**

Mention Sciences de la terre

par

SANDIE LE CONTE

Géosciences Rennes

Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer

Ecole Doctorale Sciences de la Matière

UFR Structures et Propriétés des Matériaux

TITRE DE LA THÈSE

Comparaison de mesures de réflectivité à l'interface eau-sédiments à partir de données de sondeurs multifaisceau, de sédiments et de sismique Haute Résolution

Soutenue le 17 Décembre 2004 devant la commission d'examen :

COMPOSITION DU JURY

M. Dominique	GIBERT	Directeur de thèse
M. Pierre	CERVENKA	Rapporteur
M. Michel	DIETRICH	Rapporteur
M. Xavier	LURTON	Examineur
M. Bruno	MARSSET	Examineur
Mme Florence	NICOLLIN	Examineur

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1	
Exploration acoustique et milieu marin	3
1.1 - La Terre à différentes échelles	3
1.2 - Propagation dans la masse d'eau	10
1.2.1 - La célérité acoustique dans l'eau de mer	11
1.2.2 - L'atténuation dans l'eau de mer	14
1.3 - Propagation dans le sédiment	16
1.3.1 - La célérité acoustique dans les sédiments	16
1.3.2 - L'atténuation dans les sédiments marins.....	18
1.3.3 - La densité des sédiments	19
1.3.4 - La profondeurs et les propriétés acoustiques des sédiments	20
1.3.5 - Synthèse	20
Chapitre 2	
Interaction d'une onde acoustique avec le fond - les outils adaptés ...	25
2.1 - Réflexion acoustique.....	28
2.2 - Diffusion acoustique	32
2.3 - Passage de la réflexion à la diffusion: le paramètre de Rayleigh	37
2.3.1 - Réflexion d'une onde plane par une interface rugueuse	37
2.3.2 - Le paramètre de Rayleigh	41
2.4 - Outils de reconnaissance acoustique.....	41
2.4.1 - La sismique marine	41
2.4.1.1 - Principe de la sismique réflexion	41
2.4.1.2 - Ondes enregistrées.....	42
2.4.1.3 - Caractéristiques de la sismique HR3D	43
2.4.2 - Le sondeur de sédiment du N/O Le Suroît.....	46
2.4.2.1 - Principe d'un sondeur de sédiment	46
2.4.2.2 - Caractéristiques du sondeur du N/O Le Suroît.....	47
2.4.2.3 - Le fonctionnement du sondeur	55
2.4.2.4 - Paramètre de Rayleigh à l'échelle du sondeur de sédiments.....	59
2.4.3 - Le sondeur multifaisceau EM300	61
Chapitre 3	
Dispositif expérimental et acquisition de données.....	67

3.1 - Pertinence et moyen de l'expérimentation en cuve.....	67
3.1.1 - Changement d'échelle	67
3.1.2 - Le dispositif expérimental	68
3.2 - Analyse d'interface par décomposition en ondelettes - Méthodologie.....	71
3.2.1 - L'opération de transformation en ondelettes.....	71
3.2.2 - Transformation en ondelettes et caractérisation d'une singularité	74
3.2.3 - La réponse en ondelettes d'une interface	78
3.3 - Caractérisation d'une interface rugueuse par réponse en ondelettes - réalisations expérimentales	79
3.3.1 - Principe de la méthode	80
3.3.2 - Réalisation des signaux référence	80
3.3.3 - Réponse en ondelettes d'une interface rugueuse - Résultats.....	83
3.3.4 - Analyse de l'énergie moyenne et de la moyenne des énergies	86
Chapitre 4	
Estimation de paramètres géoacoustiques à partir de données réelles	97
4.1 - Campagne hydratech.....	97
4.1.1 - Le glissement de Storegga.....	97
4.1.2 - Le traitements conventionnel des données du sondeur de sédiments	99
4.2 - Apport des méthodes fréquentielles dans l'estimation de la rugosité	106
4.2.1 - Méthodes fréquentielles	106
4.2.2 - L'analyse par banc de chirp.....	113
4.2.3 - Application aux données réelles.....	121
4.3 - Déconvolution	124
4.4 - Correction de l'effet couche-mince et estimation de la rugosité.....	133
4.5 - Conclusion.....	141
Chapitre 5	
Comparaison de la réponse du fond obtenue avec différents outils ..	145
5.1 - Imagerie EM300 vs. réflectivité sondeur de sédiments	145
5.1.1 - Formation de l'image de l'EM300 - Résolution	145
5.1.2 - Imagerie sur la zone Hydratech.....	152
5.2 - Réflectivité HR3D vs. sondeur de sédiments.....	156
5.2.1 - Traitement des données sismiques	157
5.2.2 - Comparaison des irrégularités de bathymétrie	165
5.2.3 - Comparaison de la mesure de réflectivité	166
5.3 - Conclusion.....	172
Conclusions	173

Annexe 1	
Caractéristique des transducteurs.....	181
Annexe 2	
Modulation linéaire de fréquence	185
Annexe 3	
Méthode d'ajustement.....	188

Introduction

Les géosciences marines utilisent différents moyen d'exploration en vue d'obtenir des informations relatives à la nature du sous-sol. Les méthodes géotechniques (carottage, forage, etc...), qui sont des méthodes directes, sont précises mais ponctuelles, elles ne permettent donc pas une cartographie extensive du fond marin. Cette cartographie extensive peut être dressée grâce aux méthodes acoustiques. Méthodes indirectes, elles enregistrent le signal acoustique après sa propagation dans la masse d'eau et son interaction avec le fond. La caractérisation du fond consiste alors en l'étude de ces signaux de manière à extraire les propriétés géoacoustiques du sous-sol.

Parmi ces méthodes, on distingue deux principales technologies: la sismique et les sonars. Alors que la sismique a pour objectif d'imager en profondeur le sous-sol marin, celui des sonars est plutôt de s'intéresser à l'interface eau-sédiments. Ces différents objectifs impliquent des modes de fonctionnements différents qui se traduisent notamment en terme de gamme de fréquence de travail; la sismique, de manière à pénétrer le sédiment requerra des fréquences basses (centaine de Hertz), alors que l'utilisation de plus hautes fréquences par les sonars (plusieurs dizaine de KHz) favorisera une meilleure résolution. De plus, la fréquence va jouer le rôle de paramètre de contrôle sur le phénomène physique dominant lors de l'interaction de l'onde acoustique avec l'interface sédimentaire. En effet, les ondes enregistrées par la sismique sont des réflexions successives de l'onde émise sur chaque strate sédimentaire, tandis que celles enregistrées par les sonars sont des ondes diffusées par l'effet de relief de l'interface.

A la transition entre ces deux technologies, on trouve les sondeurs de sédiments; assimilés à des outils de sismique très haute résolution, leur mode de fonctionnement s'apparente néanmoins à celui des sonars. En l'absence de vérité terrain, l'idée de confronter les réponses acoustiques des différents outils sur une même zone est apparue. C'est dans ce contexte que se situe ce travail de thèse.

Le premier chapitre de ce mémoire, après avoir décrit la notion d'interface, présentera l'effet sur une onde acoustique de la propagation dans la masse d'eau, puis dans les sédiments. Il sera mis en évidence, qu'en fonction de la fréquence de travail, certains phénomènes peuvent être négligés, comme l'absorption dans l'eau, ou pas.

Le second chapitre s'attachera ensuite à décrire les différents phénomènes physiques intervenant lors de l'interaction de l'onde avec l'interface. Le paramètre de Rayleigh sera alors introduit, paramètre mesurant le rapport de la longueur d'onde incidente à la rugosité de l'interface, c'est lui qui arbitre le passage de la diffusion à la réflexion. Puis les outils adaptés à l'observation de ces phénomènes seront présentés. Une modélisation du

paramètre de Rayleigh, et de son effet sur le coefficient de réflexion, menée à l'échelle du sondeur de sédiments, montrera qu'aucun des deux processus n'est dominant.

C'est pourquoi le troisième chapitre décrira des expérimentations menées en cuve. Ces expériences avaient pour objectif de valider le modèle de Eckart, modèle qui quantifie l'effet de la rugosité sur le champ réfléchi cohérent. Ces expérimentations, réalisées en transposant le domaine d'étude du sondeur de sédiments ont permis de mettre en évidence la pertinence de l'approche et d'accéder ainsi, à partir du champ réfléchi, à une estimation de la rugosité de l'interface.

Validé en milieu contrôlé, ce modèle sera appliqué aux données réelles dans le Chapitre 4. Ce chapitre développera le traitement des données de sondeurs de sédiments, en proposant une méthode de compression d'impulsion permettant de mettre en évidence la dépendance fréquentielle du coefficient de réflexion.

Ce mémoire se terminera enfin par un chapitre comparatif des réflectivités acoustiques obtenues à partir des différents outils sur une même zone de travail, où il sera mis en évidence que la prise en compte ou non de la rugosité de l'interface peut modifier l'interprétation de la réflectivité.

Chapitre 1

Exploration acoustique et milieu marin

1.1 La Terre à différentes échelles

Par une série de processus se produisant depuis près de 5 milliards d'années comme, initialement, l'accrétion de poussières interstellaires, la Terre s'est constituée de différentes enveloppes définissant des régions de propriétés physiques particulières. S'ajoute à ceci la dynamique même de la Terre, comme l'attestent les séismes, le volcanisme, etc..., qui donne lieu à des phénomènes d'érosion, de sédimentation, accentuant ainsi la nature discontinue, autant physique que chimique de la Terre et définissant des *interfaces*. La structure de la Terre est schématiquement constituée d'un emboîtement concentrique de sphères (figure 1.1) correspondant, du centre de la Terre à sa surface, aux trois principales parties constitutives de la planète:

- le noyau, à une profondeur comprise entre 2885 et 6371 km et représentant 15% du volume de la Terre,
- le manteau, situé entre 700 et 2885 km de profondeur, et représentant plus de 80% du volume terrestre
- la croûte terrestre, située entre 6 km (pour la croûte océanique) et 30 km (pour la croûte continentale), ne représentant que 2% du volume total de la Terre.

La structure interne de la terre est très hétérogène et présente des interfaces nombreuses et variées (essentiellement au niveau de la croûte) constituant des réflecteurs pour les ondes acoustiques et sismiques.

En effet, l'analyse de profils de sismique rend compte de l'existence d'horizons géologiques que des mesures faites en forage permettent de contrôler. Atteignant des profondeurs de 3000 m à terre et 1000 m en mer, ces forages sont étudiés par diagrapie: une sonde équipée de transducteurs est plongée dans le puits et permet d'apporter des informations sur les différentes couches sédimentaires qu'elle détecte (célérité, densité, atténuation, etc...). Des analyse complémentaires de la carotte extraite du forage sont réalisées en laboratoire (mesure de vitesse de compression, etc...).

La lecture visuelle des carottes est effectuée par les sédimentologues qui déterminent une succession de couches caractérisées par la granulométrie et la nature de

ces horizons. Ils peuvent ainsi mettre en évidence des interfaces détaillées que la sismique approxime à une seule discontinuité principale.

L'interface eau-sédiments

Recouverte à plus de 70% par des mers et des océans, la surface terrestre présente une interface «liquide-solide» très étendue. Le fond des océans est constitué d'une variété de lithologies depuis les volcans sous-marins jusqu'aux dépôts sédimentaires. Ces dépôts dérivent de la désagrégation mécanique, de l'altération chimique de roches, ou encore de l'accumulation d'organismes biologiques, et sont transportés vers la mer. Les agents de transport incluent l'eau, la glace, le vent et la gravité.

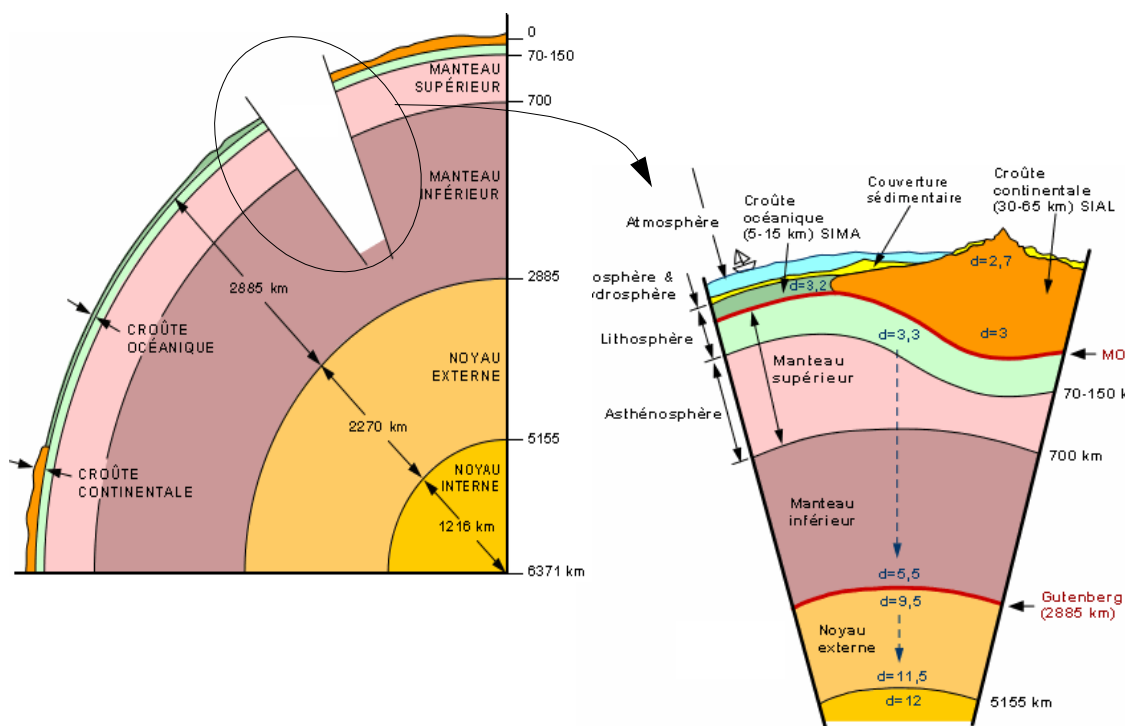


Figure 1.1 Représentation schématique de la structure interne de la Terre: deux discontinuités importantes séparent croûte, manteau et noyau: la discontinuité de Mohorovicic (moho) qui marque un contraste de densité entre la croûte terrestre et le manteau, et la discontinuité de Gutenberg qui marque aussi un contraste important de densité entre le manteau et le noyau.

Un sédiment peut être remanié plusieurs fois avant son dépôt ultime dans la mer. Les rivières transportent des sédiments jusqu'aux marges des mers où ils se déposent près de l'embouchure des fleuves, emmenés le long des côtes par des courants ou vers l'océan et déposés sur les plateaux continentaux. Les environnements typiques des plateaux continentaux sont les estuaires, deltaïques, littoraux, plateaux sensu stricto, plateaux carbonatés et bassins d'évaporites. Les sédiments des plateaux présentent des accumulations importantes de sédiments. Par exemple, une épaisseur de 14 km de sédiment à grain fin s'est accumulée pendant les derniers 70 à 100 millions d'années sur le plateau continental d'Amérique du Nord (<1 mm par an). Les plateaux sont donc de grands réservoirs de sédiments d'origine continentale. Les plateaux continentaux peu profonds passent brusquement aux talus continentaux qui descendent à des profondeurs de

plusieurs kilomètres. Les sédiments qui atteignent la marge d'un plateau continental peuvent descendre par gravité dans les courant de turbidité (mélange dense d'eau et de sédiment à grain fin). Une grande partie de la surface du fond des océans consiste en boues ou vases produites par activité organique. Ces boues peuvent être de composition calcaire, calcaire argileuse ou siliceuse. Les boues calcaires se trouvent aux faibles latitudes ou aux endroits où l'océan a moins de 4 km de profondeur - les températures relativement chaudes favorisant la croissance des organismes qui précipitent du carbonate. Elles se forment par l'accumulation de fragments de squelette, dents, os... fabriqués par les organismes comme les foraminifères entre autres. Les dépôts ainsi créés sont appelés turbidites. Les forages du fond des océans apportent les échantillons de sédiments des milieux marins profonds.

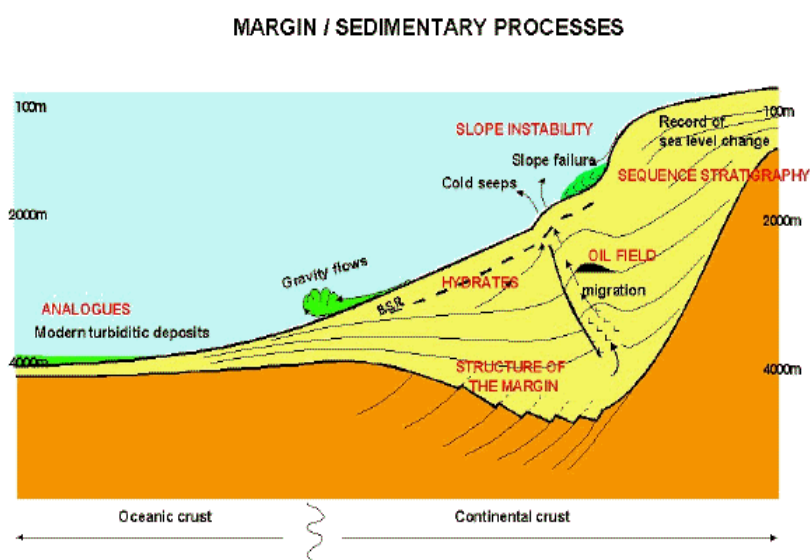


Figure 1.2 Processus de sédimentation des fonds marins.

Les méthodes de prospection acoustiques ou sismiques, validées par des données de carottage, forage, etc..., ont accès à des interfaces principalement situées dans les couches superficielles à moins de 10 km de profondeur. Ces couches font l'objet de nombreuses études aussi bien à terre qu'en mer afin d'apporter des informations dans le domaine des géosciences marines présentant divers intérêts. Nous pouvons citer par exemple:

■ l'intérêt scientifique

Le concept des sonars (grande fauchée) permet d'avoir une vue globale d'une zone, et de détecter les changements de nature des fonds. Les géologues exploitent les informations de bathymétrie et d'imagerie afin, par exemple, de suivre les canyons de rivières sous-marines, ou encore d'étudier la stabilité sédimentaire sur les zones de pentes. Enfin, les données permettent la compréhension de l'histoire de la Terre et de ses climats grâce à l'étude des dépôts, porteurs d'informations sur les variabilités climatiques;

■ l'intérêt militaire

La détection et la localisation précise des mines sous-marines est depuis longtemps un point important pour les marines militaires. La technique couramment employée est la détection de la mine par un sonar haute résolution, puis la destruction de celle-ci par un engin sous-marin téléguidé. Cette procédure nécessite de bien maîtriser la nature du fond et ses caractéristiques de réverbération qui influent fortement sur les capacités de détection et d'identification du système.

L'intérêt des militaires pour la connaissance des fonds marins réside aussi dans le fait que systèmes sonars actifs ou passifs de détection de sous-marins sont affectés par les phénomènes de réflexion et de rétro-diffusion des ondes sonores sur le fond. La précision des performances et la définition de modes opératoires optimisés passent donc par des modèles de propagation acoustique nécessitant en entrée des caractéristiques précises du fond. Les tactiques actuelles de guerre sous-marine reposent largement sur l'emploi de ces modèles, et une cartographie précise du fond sur les zones d'opérations est aujourd'hui indispensable.

■ l'intérêt industriel

Les câbles transocéaniques ou encore les pipe-lines, doivent être posés sur des routes qui évitent les monts sous-marins ou autres obstacles, tout en prenant un chemin économiquement court. Une exploration préalable des fonds est effectuée à l'aide de moyens acoustiques.

En prospection et exploitation minière et pétrolière, une cartographie des fonds est indispensable pour l'implantation d'ouvrages en mer, et l'exploitation des ressources (forage, ramassage de nodules).

Description structurelle de l'interface sédimentaire

Il existe dans la littérature deux principaux types de classification géologique des sédiments: la classification minéralogique (basée sur une identification chimique des particules), et la classification granulométrique (basée sur la taille des particules).

D'une précision très fine, la classification minéralogique n'est cependant pas adaptée aux réponses des systèmes acoustiques, qui sont basées sur l'hypothèse d'une relation entre les caractéristiques des signaux enregistrés et la taille des grains. C'est pourquoi on préférera la classification granulométrique.

L'existence de cette relation suppose, d'une part, que les dimensions de l'interface (rugosité, diffuseurs volumiques, etc...) sont du même ordre de grandeur que la longueur d'onde incidente, de façon à différencier les réponses acoustiques selon la nature du fond, et que les paramètres géoacoustiques sont des paramètres discriminants des différents sédiments d'autre part.

Le concept de granulométrie doit être pris avec précaution. En effet, il pourrait s'agir d'un concept absolu si toutes les particules étaient sphériques. C'est pourquoi une description précise doit également tenir compte de la forme des particules.

De façon simplifiée on distingue trois familles de sédiments: les vases (sédiments fins et meubles, très poreux), les sables (issus de l'érosion rocheuse) et les graviers (agglomérats incohérents d'origine variée). A l'intérieur de ces familles de sédiments, il est possible de faire apparaître des nuances entre les tailles des grains. Le tableau 1.1

présente un exemple d'une de ces classifications. Il est découpé en six classes, des galets à l'argile, elles-mêmes séparées en plusieurs catégories; au total, 24 groupes sont constitués.

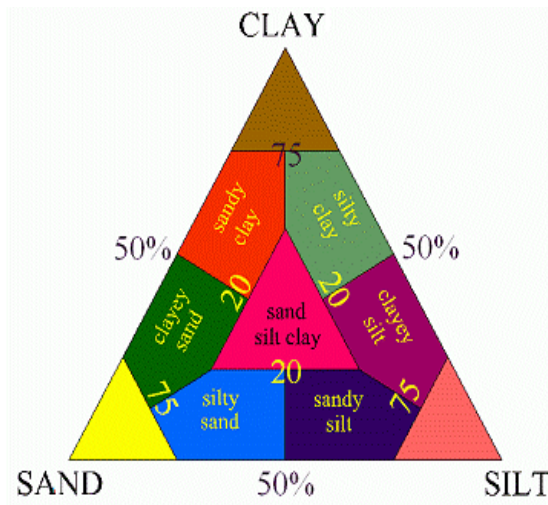
Nom	taille en mm	taille en μm	taille en ϕ_d
<u>Boulders</u>			
Very large	4096 ➡ 2048		-12 ➡ -11
Large	2048 ➡ 1024		-11 ➡ -10
Medium	1024 ➡ 512		-10 ➡ -9
Small	512 ➡ 256		-9 ➡ -8
<u>Cobbles</u>			
Large	256 ➡ 128		-8 ➡ -7
Small	128 ➡ 64		-7 ➡ -6
<u>Gravel</u>			
Very coarse	64 ➡ 32		-6 ➡ -5
Coarse	32 ➡ 16		-5 ➡ -4
Medium	16 ➡ 8		-4 ➡ -3
Fine	8 ➡ 4		-3 ➡ -2
Very fine	4 ➡ 2		-2 ➡ -1
<u>Sand</u>			
Very coarse	2 ➡ 1	2000 ➡ 1000	-1 ➡ 0
Coarse	1 ➡ 0.5	1000 ➡ 500	0 ➡ 1
Medium	0.5 ➡ 0.25	500 ➡ 250	1 ➡ 2
Fine	0.25 ➡ 0.125	250 ➡ 125	2 ➡ 3
Very fine	0.125 ➡ 0.062	125 ➡ 62	3 ➡ 4
<u>Silt</u>			
Coarse	0.062 ➡ 0.031	62 ➡ 31	4 ➡ 5
Medium	0.031 ➡ 0.016	31 ➡ 16	5 ➡ 6
Fine	0.016 ➡ 0.008	16 ➡ 8	6 ➡ 7
Very fine	0.008 ➡ 0.004	8 ➡ 4	7 ➡ 8
<u>Clay</u>			
Coarse	0.004 ➡ 0.002	4 ➡ 2	8 ➡ 9
Medium	0.002 ➡ 0.001	2 ➡ 1	9 ➡ 10
Fine	0.001 ➡ 0.0005	1 ➡ 0.5	10 ➡ 11
Very fine	0.0005 ➡ 0.00024	0.5 ➡ 0.24	11 ➡ 12

Tableau 1.1 : Classification granulométrique de Sleath [SLE84]

La dernière colonne donne la taille des grains en unité ϕ_d définie par: $\phi_d = -\log_2 d_g$ où d_g est le diamètre des grains en millimètre. Il apparaît que cette classification établit le passage d'une classe à l'autre en modifiant la valeur de ϕ_d par pas de 1.

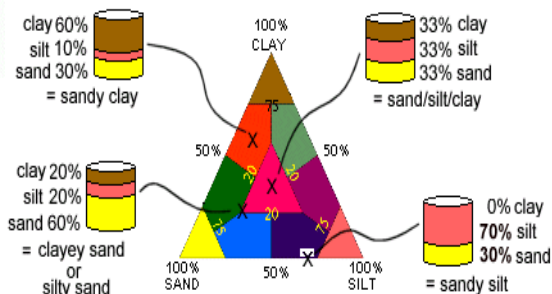
Cependant, un sédiment donné n'est pas constitué exclusivement d'un type de particule toutes identiques. La granulométrie d'un échantillon montre au contraire une distribution des tailles de grains autour d'un ou plusieurs modes principaux (un mode correspondant à une classe). Basé sur les proportions de sable, silt et d'argile, Shepard ([SHE54] a proposé un diagramme ternaire (mode de représentation des trois composantes dont la somme vaut 100%) sur lequel est représenté chaque sédiment. Un échantillon

manquant entièrement d'un composant se situera sur le coté opposé au sommet correspondant à ce composant.



Exemple d'utilisation du diagramme de Shepard

Figure 1.3 Diagramme de Shepard. [SHE54]



Il faut remarquer que cette représentation ne s'intéresse qu'aux sédiments meubles, elle ne classe pas les graviers, cailloux, et galets.

Description géométrique de l'interface sédimentaire

La caractérisation de l'interface consiste à décrire sa nature (paragraphe précédent), mais aussi ses variations de relief, que l'on nommera rugosité. Comme beaucoup de surfaces que l'on trouve dans la nature, le relief du fond peut être considéré comme un processus aléatoire. Il est décrit typiquement par des variations de relief autour d'une surface lisse de référence (figure 1.4).

Plusieurs hypothèses sont communément faites pour les représentations statistiques de surfaces rugueuses aléatoires: isotropie (statistiques de la rugosité indépendantes de la direction le long de la surface, ce qui exclut les zones présentant un relief orienté tel que des rides de sables), stationnarité (statistiques indépendantes du point d'observation) et ergodicité (la moyenne estimée sur un ensemble fini d'événements peut être utilisée comme approximation pour la statistique globale) [PAR85], [SAR94].

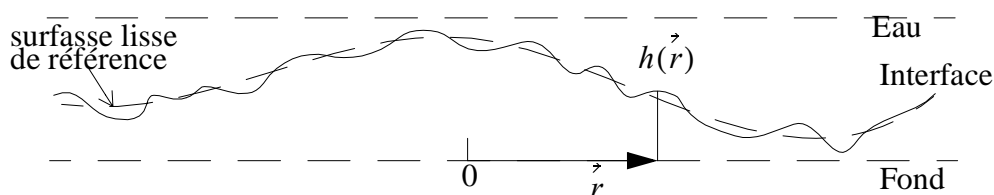


Figure 1.4 Rugosité d'interface en fonction de la hauteur h

La rugosité locale est définie par l'écart-type des hauteurs σ_s , $\sigma_s = \sqrt{\langle (h(\vec{r}) - \langle h(\vec{r}) \rangle)^2 \rangle}$. Dans la littérature, les auteurs considèrent le plus souvent une distribution des hauteurs suivant une loi de probabilité gaussienne de largeeur σ_s [OGI91].

Le calcul de la fonction de corrélation $\Gamma_s(\vec{\Delta r})$ permet d'estimer les variations de la rugosité suivant une direction horizontale $\Gamma_s(\vec{\Delta r}) = \frac{\langle h(\vec{r})h(\vec{r} + \vec{\Delta r}) \rangle}{\sigma_s^2}$ avec $\vec{\Delta r}$ l'écart entre deux points de la discontinuité.

On définit alors la densité spectrale de rugosité normalisée W_s :

$$W_s(\vec{k}) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_s(\vec{\Delta r}) \exp(-2i\vec{k} \cdot \vec{\Delta r}) d\vec{\Delta r}$$

avec k le nombre d'onde spatial. Cette distribution montre la répartition de l'énergie entre les différentes composantes fréquentielles du relief. Le spectre présentera un pic important si le relief présente une périodicité (rides de sable par exemple) ou un spectre «plat» si le relief est aléatoire. La plupart des modèles supposent des reliefs à spectre de rugosité satisfaisant une loi de puissance négative γ : $W_s(k) = \omega_0 k^{-\gamma}$. γ est souvent pris égal à 3,25 bien que Berkson et Matthews [BER83] aient obtenu des estimations de ce paramètre comprises entre 2 et 5 selon les zones géographiques.

Dans sa thèse, Pouliquen [POU92] utilise une fonction un peu différente: une gaussienne tronquée. La surface est alors décrite par l'écart-type des pentes δ_p et l'écart-type des hauteurs σ_s . Le tableau donne les valeurs de ces paramètres pour les 7 classes de fonds qu'il a utilisé dans son travail. Ces valeurs ont été choisies *a priori* car les mesures de rugosité d'interface du fond marin sont rares (photogrammétrie et conductivité électrique [BRI89], [BRI02]). Néanmoins, les résultats expérimentaux obtenus par la suite ont justifié l'ordre de grandeur *a posteriori*.

	Vase molle	Vase	Vase sable	Sable très fin	Sable	Gravier	Roche
δ_p (°)	3	4	3	4	6	7	11
σ_s (cm)	3	5	3	5	7	9	50

Tableau 1.2 : Valeurs indicatives moyennes de l'écart-type des pentes δ_p et de l'écart-type des hauteurs σ_s pour différentes classes de fonds.

Pour comprendre l'influence de la rugosité sur l'onde acoustique incidente, on peut voir l'interface comme un ensemble de sources secondaires qui rémettent des ondes sphériques dans toutes les directions (*principe de Huygens*) comme le montre la figure 1.5. L'effet de la rugosité se traduit alors par des différences de phase entre les sources secondaires, provoquant des interférences constructives (contributions en phase) ou destructives (contributions en opposition de phase).

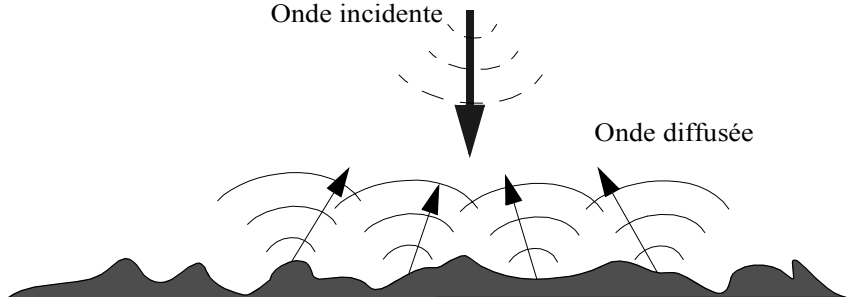


Figure 1.5 Diffusion de l'onde acoustique incidente sur une interface rugueuse.

L'ensemble de ces contributions est alors une combinaison d'énergie diffusée (incohérente) et réfléchie (cohérente). Classiquement, les auteurs présentent une analyse de l'effet de rugosité sur la répartition statistique des pics des échos reçus. Soit $p(t)$, l'amplitude réverbérée par le fond et reçue par le sondeur, elle peut s'écrire sous la forme:

$$p(t) = \langle p \rangle + s$$

où $\langle p \rangle$ est la partie réfléchie, et s la partie diffusée de phase aléatoire.

Si l'on suppose que le signal réverbéré est la somme d'une contribution cohérente d'énergie $\langle p \rangle^2$ et d'une contribution incohérente d'énergie $\langle s^2 \rangle$, l'énergie totale reçue s'écrit $\langle p^2 \rangle$:

$$\langle p^2 \rangle = \langle p \rangle^2 + \langle s^2 \rangle$$

et on définit le facteur γ par:

$$\gamma = \frac{\langle p \rangle^2}{\langle s^2 \rangle}$$

Ce rapport, mesurable, quantifie le rapport entre l'énergie cohérente et l'énergie incohérente. Il permet de «remonter» à la structure de l'interface du fond. Les travaux historiquement les plus importants sur cet aspect ont été menés en particulier par Clay [CLA66], Clay et al. [CLA73], Stanton [STA86].

Pratiquement, le problème posé ici consiste à remonter à la nature du fond (nature et relief) à partir de l'énergie des signaux reçus par les systèmes acoustiques. Cependant, avant de rencontrer l'interface, les ondes acoustiques se propagent dans la colonne d'eau, et y subissent quelques modifications qu'il convient de présenter.

1.2 Propagation dans la masse d'eau

Trois paramètres physiques permettent de décrire l'eau de mer:

- la température, qui dépend de la position géographique et de la profondeur. Elle décroît avec la profondeur, et ses variations spatiales et temporelles (courants, brassage, apports extérieurs, etc...) concernent la couche superficielle (jusqu'à 1000 m).
- la salinité, qui quantifie le pourcentage massique de sels minéraux dissous dans l'eau pure (35 ‰ en moyenne). Ses variations (essentiellement spatiales) dépendent de la position géographique (et très peu de la profondeur): les zones tropicales étant plus sensibles à l'évaporation de l'eau, la concentration en sels minéraux y est plus grande.
- La pression hydrostatique (poids de la colonne d'eau par unité de surface), qui augmente de 1 bar tous les 10 m (pour plus de précision, se reporter à [LER68]).

D'un point de vue acoustique, l'eau de mer se comporte comme un milieu fluide dissipatif. Elle se caractérise donc par sa célérité et son atténuation.

1.2.1 La célérité acoustique dans l'eau de mer

Profil bathycélérimétrique:

La vitesse de propagation c d'un ébranlement dans un fluide est donnée par

$$c = \sqrt{\frac{\Lambda}{\rho}}, \text{ où } \Lambda, \text{ le module axial, est une mesure de l'élasticité du matériau, et } \rho \text{ sa densité.}$$

Elle est fonction de la température, salinité et de la pression (comme l'est la masse volumique). L'acquisition de données bathymétriques précises par sondage acoustique nécessite la prise en compte des variations de la vitesse de propagation. D'où la nécessité de connaître au préalable, ou de mesurer en parallèle, la structure hydrologique de la colonne d'eau. De nombreux modèles de célérité du son en fonction de la salinité S , de la température T , et de la profondeur z , existent dont ceux de Wilson [WIL60], de Del Grosso & Mader [DEL72], ou encore, de Chen & Millero [CHE77]. On peut utiliser en première approche la formule empirique proposée par Medwin [MED77]:

$$c_{eau} = 1449,2 + 4,6T - 0,055T^2 + 0,00029T^3 + (1,34 - 0,01T)(S - 35) + 0,016z \quad 1.1$$

D'après l'équation 1.1, on voit que la vitesse du son augmente avec la température (par effet sur la masse volumique). En surface, une augmentation de 1°C entraîne une augmentation de la vitesse du son de l'ordre de 3,2 m/s. D'autre part, la célérité augmente avec la salinité (car elle rend l'eau moins compressible et augmente son module axial, et cet effet est supérieur à l'augmentation qui résulte sur la masse volumique). En surface, une augmentation de 1 g/kg de la salinité entraîne une élévation de la vitesse de 1,2 m/s. Enfin, la vitesse du son augmente avec la pression (l'effet sur le module axial est supérieur à l'effet sur la masse volumique): une augmentation de la hauteur d'eau de 100 m entraîne une élévation de 1.6 m/s de la célérité acoustique.

Un profil de célérité en fonction de la profondeur est constitué de différents éléments caractéristiques:

- une couche homogène de célérité constante, dans les premiers mètres;

- un chenal de surface correspondant à une augmentation de la célérité pour une température constante;
- une thermocline ainsi appelée car la température y varie de façon monotone;
- un chenal profond, où la célérité atteint une valeur minimale;
- une couche isotherme, où la température est constante.

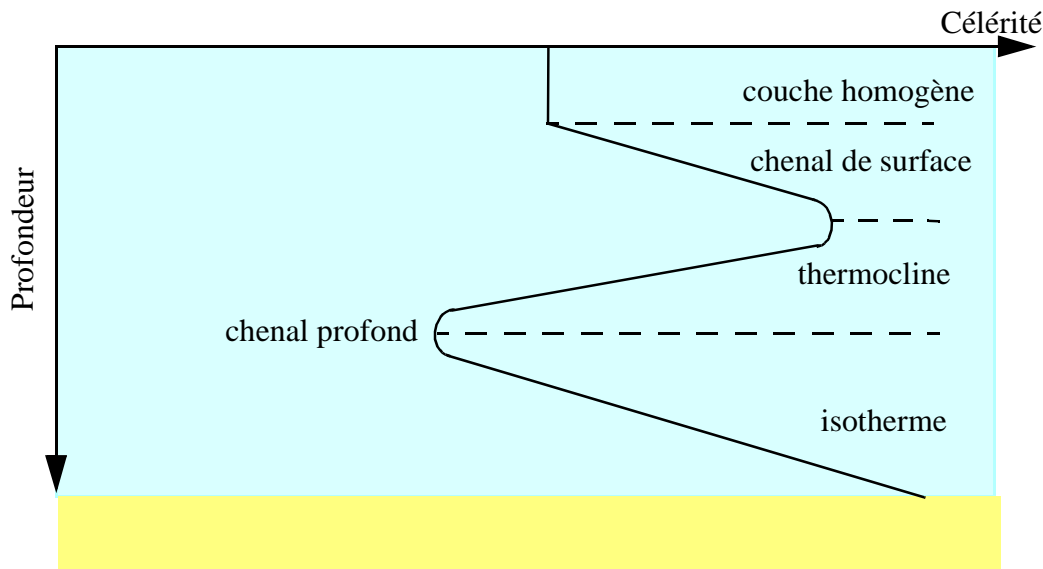


Figure 1.6 Les différents éléments constituant un profil de célérité en fonction de la profondeur.

Ces différents éléments se combinent pour former de nombreux types de profils de célérité dépendant des conditions locales.

Effet sur la propagation dans la masse d'eau:

Le profil de célérité (souvent approximé à une stratification horizontale) devient important dans des configurations de mesure acoustique s'éloignant de l'incidence normale. En effet, en incidence oblique, l'onde est sensible à la réfraction dès qu'elle subit un changement de milieu. Ceci provoque une courbure du trajet acoustique ([MED77]). Considérons une interface plane séparant deux milieux fluides homogènes de célérité acoustique c_1 et c_2 différentes. Une onde se propageant dans le premier milieu, rencontre l'interface, ce qui provoque une réflexion spéculaire dans ce milieu, et une réfraction dans le second milieu, selon un angle donné par la loi de *Snell-Descartes*:

$$\frac{\sin \theta_1}{c_1} = \frac{\sin \theta_2}{c_2} \quad 1.2$$

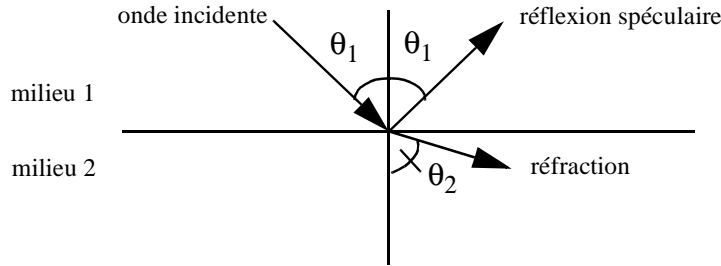


Figure 1.7 Réflexion et réfraction d'une onde plane par un changement de célérité à l'interface.

Le profil bathycélérimétrique peut être discrétisé, et l'application de la loi de *Snell-Descartes* à chaque contraste de vitesse permet de suivre les modifications du trajet sonore (figure 1.8):

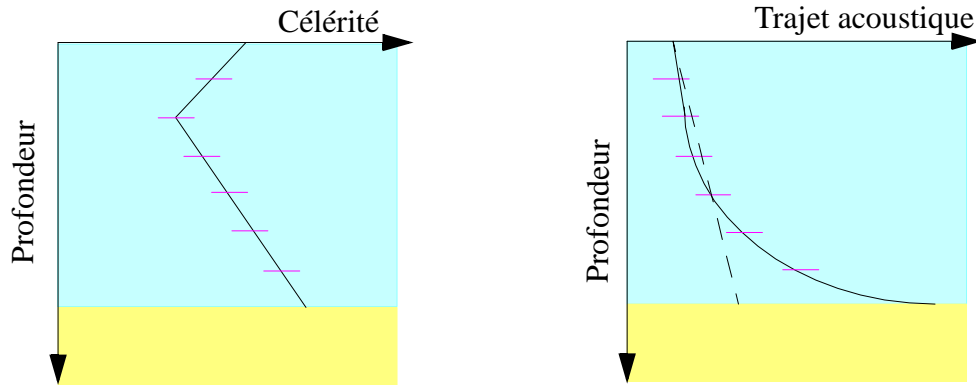


Figure 1.8 Courbure du rayon acoustique (droite) en fonction de la célérité (donnée à gauche). En pointillé (à droite) est représenté le trajet acoustique en l'absence de stratification horizontale de la vitesse.

En incidence verticale, ou proche de la verticale (configuration typique des sondeurs de sédiments, ou de la sismique), les trajets acoustiques sont approximés à des rayons rectilignes. En revanche, pour les sondeurs multifaisceaux, où les incidences vont jusqu'à 60° de part et d'autre de la normale, il est nécessaire de tenir compte de la courbure du trajet de l'onde afin de positionner le point d'intersection entre l'onde acoustique et l'interface.

De plus, la propagation d'une onde depuis une source sonore correspond à une répartition de l'énergie sur une surface de plus en plus importante. L'énergie se conservant, l'intensité diminue proportionnellement à cette surface; c'est la perte par divergence sphérique, en $1/r^2$ avec r la distance parcourue par l'onde (en m). Cette perte de transmission par divergence sphérique PT_{div} s'exprime en décibels par $PT_{div} = 20\log(r/r_0)$, avec $r_0 = 1\text{ m}$. Si on considère une onde réfléchie, l'écho sera une onde provenant de la source image, alors que si on considère une onde diffusée, l'onde

reçue sera issue d'une source secondaire. Dans le premier cas, la divergence sphérique sera en $1/(2r)^2$, et dans le second en $1/r^4$ (figure 1.9).

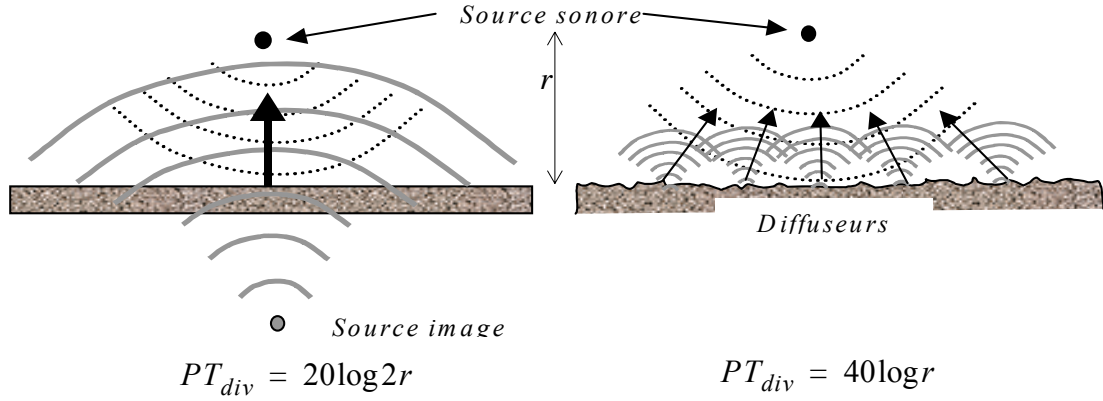


Figure 1.9 Représentation de la perte de transmission par divergence sphérique dans le cas d'une onde réfléchie (gauche), et dans le cas d'une onde diffusée (droite)

La correction des pertes de propagation dues à la divergence sphérique, intervenant dans le bilan énergétique, afin d'estimer la réflectivité du fond, ne sera pas la même suivant l'instrument considéré. Alors que pour la sismique et les sondeurs de sédiments on s'intéresse à des signaux réfléchis par le fond, donc une distance parcourue par l'onde de $2r$, avec les sondeurs multifaisceaux, les signaux sont des ondes diffusées par le relief de l'interface, distant de la source de r .

1.2.2 L'atténuation dans l'eau de mer

L'eau de mer, milieu dissipatif, absorbe une partie de l'énergie acoustique incidente, qui est dissipée par viscosité ou par réaction chimique. Aux fréquences usuelles en sonar, c'est ce facteur qui limite le plus la propagation acoustique sous-marine. Il se traduit par une décroissance exponentielle de l'amplitude de l'onde acoustique, $\exp\left(-\frac{\alpha_{eau}}{8,686}\right)r$, avec α_{eau} le coefficient d'absorption de l'eau exprimé en dB/km, et r la distance parcourue par l'onde sonore (en km). Il est dû à :

- la viscosité de l'eau pure,
- la relaxation des molécules de sulfate de magnésium ($MgSO_4$) au-delà de 100 kHz,
- la relaxation des molécules d'acide borique $B(OH)_3$ au-delà de 1 kHz.

La relaxation moléculaire consiste en la dissociation moléculaire de certains sels ioniques en solution, excités par la variation locale de pression due au passage de l'onde acoustique. Si la période de l'onde incidente est supérieure au temps nécessaire à la molécule pour se recomposer, il y a dissipation de l'énergie en permanence. L'atténuation due à ce phénomène dépend donc de la fréquence de l'onde incidente.

De nombreux modèles sont disponibles pour estimer le coefficient d'atténuation, le plus courant étant celui de Francois et Garrison [FRA82a], [FRA82b], qui s'écrit sous la forme suivante:

$$\alpha_{eau} = C_1 \cdot \frac{f_1 f^2}{f_1^2 + f^2} + C_2 \cdot \frac{f_2 f^2}{f_2^2 + f^2} + C_3 \cdot f^2 \quad 1.3$$

Les deux premiers termes de l'équation 1.3 décrivent les contributions des deux phénomènes de relaxation, et le dernier terme décrit l'effet de viscosité. Les coefficients C_i dépendent du profil bathycélrimétrique. Puisque cet amortissement dépend de la fréquence, intéressons nous à son effet pour les trois gammes de fréquences balayées par les trois techniques d'exploration géophysique utilisées.

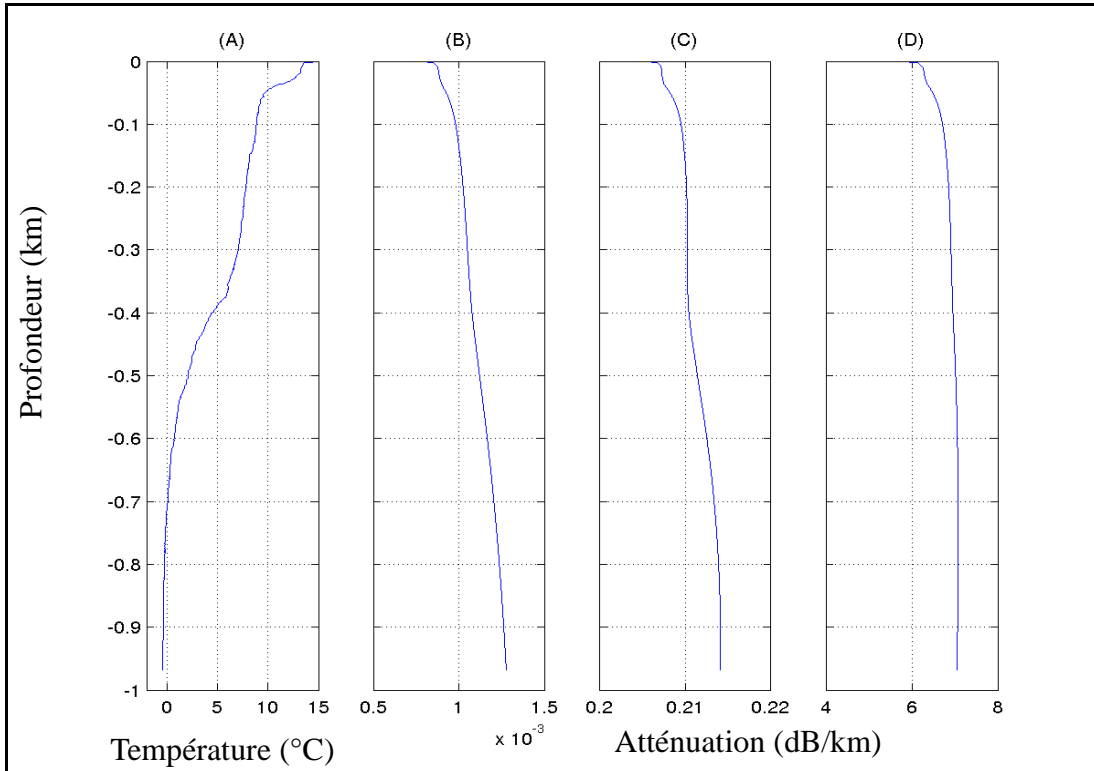


Figure 1.10 Coefficient d'atténuation (en dB/km) dans l'eau (modèle de Francois Garrison) pour le profil de température donné en (A), une salinité de 35 ppt, et les fréquences de 100 Hz (B), 3.5 kHz (C), et 30 kHz (D)

La figure Figure 1.10 montre que, bien que négligeable pour la sismique, l'amortissement dans l'eau de mer est significatif pour les ondes issues d'un sondeur multifaisceau (30 kHz).

L'atténuation dans l'eau se traduit par une perte de transmission PT_{att} en dB, exprimée par $PT_{att} = \alpha_{eau} \cdot r$.

Finalement, les pertes d'intensité acoustiques dues à la propagation dans la colonne d'eau, sont la somme de la divergence sphérique et de l'atténuation. Elles s'expriment en dB par:

$$PT_{eau} = PT_{div} + PT_{att} = \begin{cases} 20\log 2r + 2\alpha_{eau} \cdot r \\ 40\log r + 2\alpha_{eau} \cdot r \end{cases} \quad 1.4$$

où r est la demi-distance parcourue par l'onde (distance source-interface).

Dans cette étude, la propagation dans l'eau arrive à terme lorsque l'onde rencontre l'interface sédimentaire ou le capteur récepteur.

1.3 Propagation dans le sédiment

La caractérisation des fonds par sondeurs ou sismique nécessite la connaissance précise du comportement acoustique des sédiments. Il faut construire des modèles géoacoustiques du fond qui permettent d'établir des relations entre les paramètres géotechniques des sédiments et les paramètres acoustiques: vitesses (des différents types d'ondes), atténuation (pour l'onde de cisaillement et de compression) et densité du sédiment. Les relations reliant ces paramètres sont complexes car révélatrices des nombreux phénomènes en présence: compaction et cimentation des sédiments, forces électrostatiques, bulles de gaz,... Cette diversité de phénomènes, associée à la diversité de nature des sédiments entraîne une plage importante de variation des paramètres acoustiques. C'est pourquoi de nombreuses études ont été réalisées selon deux approches:

- La première consiste à rassembler le plus de données possibles, obtenues *in-situ* ou en laboratoire, et à obtenir les paramètres acoustiques de la plus grande variété de sédiments possible. Edwin L. Hamilton a écrit un grand nombre de publications à ce sujet et les données qu'il fournit sont très souvent utilisées. On pourra se référer à [HAM80], ou [HAM82] ainsi qu'à toutes les références incluses. Cette méthode permet de fournir des tendances et des comparaisons selon le type de fond étudié. Cependant, extrapolant des mesures ponctuelles, elle donne des valeurs globales pas toujours adaptées à l'étude de cas particuliers.
- L'autre, théorique, consiste, à partir d'une description physique et mécanique du sédiment, à établir des équations exactes ou semi-empiriques reliant les paramètres acoustiques aux paramètres géotechniques. Dans ce contexte, deux théories coexistent: l'une considère le sédiment comme un fluide, ce qui permet d'exprimer la célérité en fonction du module d'élasticité et de la densité du fluide, l'autre considère le sédiment comme un matériaux poreux (une phase solide, «squelette», baignant dans une phase liquide).

1.3.1 La célérité acoustique dans les sédiments

Hamilton et Bachman [HAM82] proposent toute une série de valeurs de la célérité du son dans les sédiments et ils les relient à divers paramètres géotechniques (porosité,

densité,...). Les mesures ont été faites en laboratoire, sur des échantillons immergés provenant du talus, du plateau continental et des plaines abyssales. En classant ces données en trois grandes classes de sédiments, ils obtiennent les variations suivantes pour la vitesse du son:

- Argile: $1493 \text{ m/s} < c < 1577 \text{ m/s}$.
- Silt: $1522 \text{ m/s} < c < 1644 \text{ m/s}$.
- Sable: $1596 \text{ m/s} < c < 1836 \text{ m/s}$.

Lors de ces mesures, la vitesse du son dans l'eau était de 1534 m/s . Il apparaît que pour certains sédiments, le son s'y propage plus lentement que dans l'eau. Cette propriété remarquable est observée pour les sédiments dont la porosité est très forte, supérieure à 75%, et qui ont une rigidité très faible. On pourra donc l'observer *in-situ* pour des sédiments très meubles situés à l'interface eau-fond.

Hamilton et Bachman relient la célérité à la porosité du sédiment. En effet, ce paramètre géotechnique est un des plus accessibles et il présente un net intérêt pour la connaissance des sols. La figure (1.11) présente le tracé des valeurs de c en fonction de la porosité Φ , pour différents types de fond.

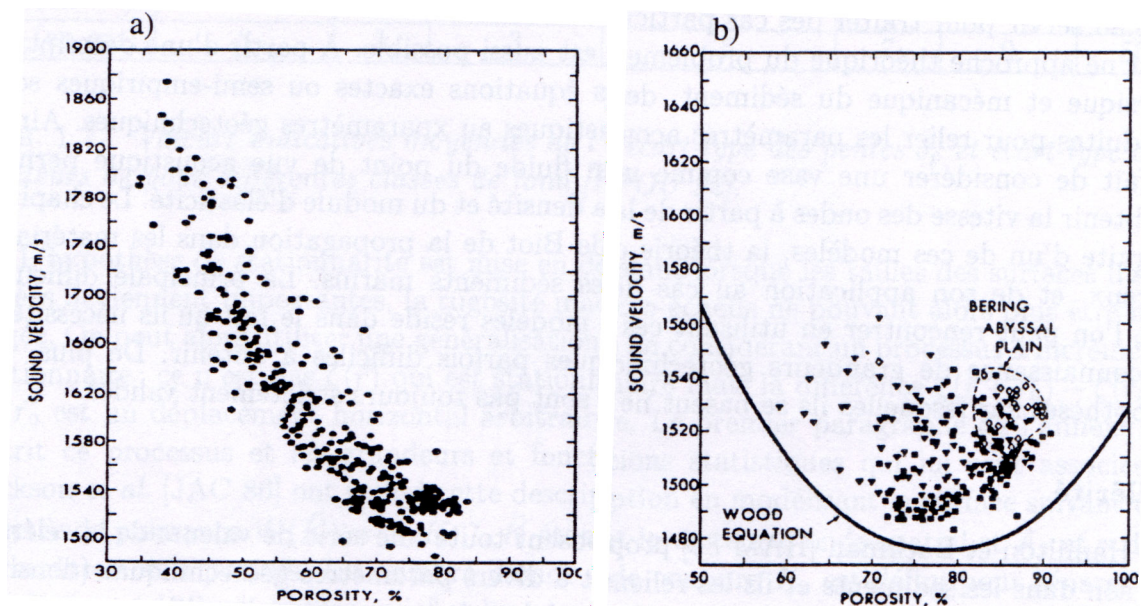


Figure 1.11 Célérité en fonction de la porosité au niveau du plateau continental (gauche) et des plaines abyssales (droite). [HAM82]

La courbe de droite correspond à l'équation de Wood qui lie la porosité à la vitesse en l'absence de rigidité du matériau. Cette courbe fournit une borne inférieure aux résultats expérimentaux ce qui permet de conclure que les sédiments présentent toujours une rigidité due aux contacts inter-grains.

Les relations entre la vitesse et la densité sont voisines de celles reliant la porosité à la célérité à cause de la relation linéaire existante entre densité et porosité.

La figure (1.12) relie la taille des grains à la célérité pour le plateau continental et les plaines abyssales.

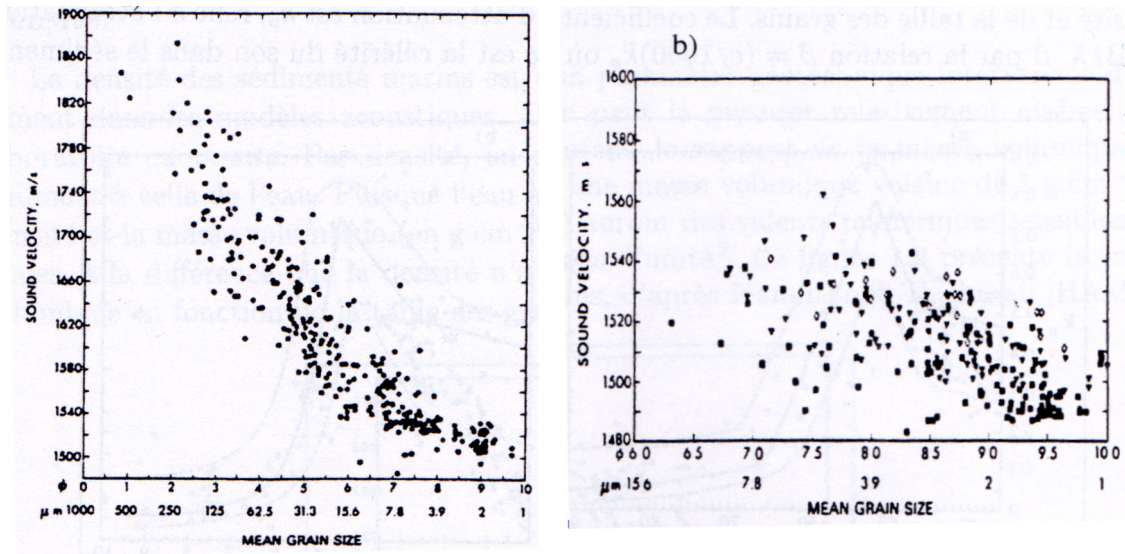


Figure 1.12 Célérité en fonction de la taille des grains au niveau du plateau continental (a), de la plaine abyssale (b). [HAM82]

On constate que la vitesse augmente lorsque la taille des grains croît.

La rigidité n'étant pas nulle dans les sédiments, on conçoit qu'une onde de cisaillement puisse s'y propager. Hamilton [HAM79] montre qu'une telle onde a une vitesse inférieure à 500 m/s pour les sédiments meubles, tendant vers 100 m/s à l'interface eau-fond. Dans le cas des roches et des sédiments consolidés, ces valeurs sont très supérieures, comprises entre 2250 m/s et plus de 3500 m/s. L'onde de cisaillement n'aura donc pas le même comportement selon que l'on considère les sédiments meubles de l'interface eau-fond, ou bien les roches.

1.3.2 L'atténuation dans les sédiments marins

Mesurer le coefficient d'atténuation, α_{sed} (dB/m), correspond à mesurer la perte d'énergie le long du trajet de l'onde acoustique dans le sédiment. Or, une partie de l'énergie est diffusée en dehors du faisceau de réception. L'estimation du coefficient d'atténuation peut alors être biaisée, d'où la difficulté d'une telle mesure. La figure (1.13) représente l'atténuation des ondes de compression en fonction de la porosité et de la taille des grains.

On remarque que l'atténuation augmente avec la taille des grains jusqu'à une certaine valeur au-delà de laquelle elle diminue. Cette frontière correspond au passage du silt au sable. La variation de l'atténuation avec la taille des grains est assez complexe car révélatrice des phénomènes mis en jeu (friction entre les particules, diffusion par les inhomogénéités, conversion d'onde,...).

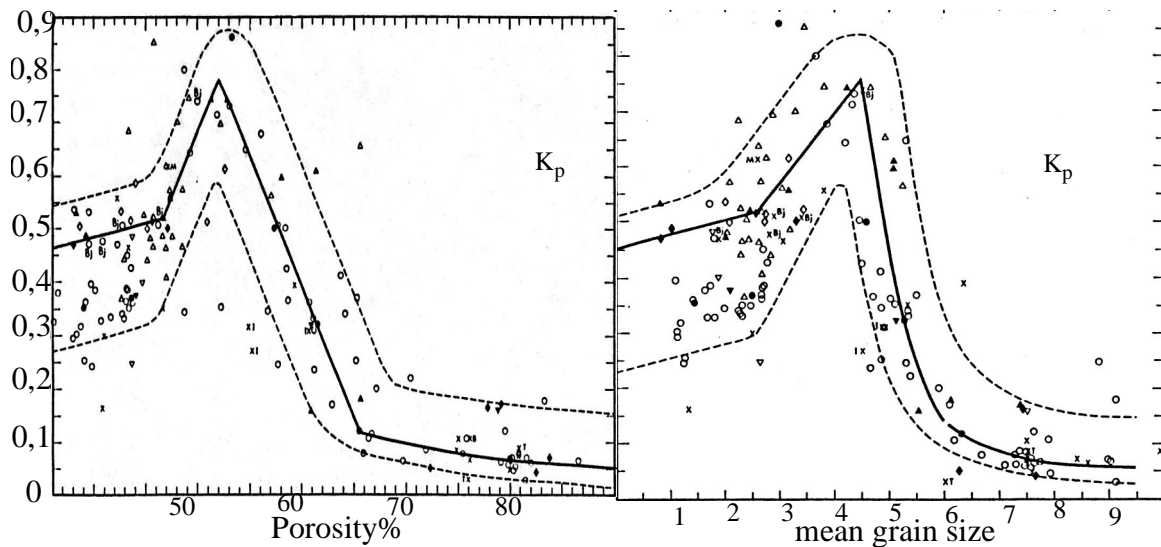


Figure 1.13 Atténuation en fonction de la porosité (gauche); de la taille des grains (droite). La ligne continue représente une régression sur les meilleures données; les lignes pointillées délimitent des zones de plus forte probabilité de présence. [HAM80]

La dépendance fréquentielle du coefficient d'atténuation est un sujet de débat. Alors que Hamilton défend la théorie d'une relation linéaire entre la fréquence et ce coefficient, Kibblewhite [KIB89] soutient, à partir d'une synthèse de mesures, que l'on ne peut pas établir de relation linéaire sur toute la gamme de fréquence, de la sismique aux ultrasons. Néanmoins, une dépendance existe: plus la fréquence augmente, plus l'atténuation est importante: $\alpha_{sed}(f) = k.f^n$ avec $n = 2$ aux basses fréquences (Leary [LEA94] présente également une synthèse de mesures de sismiques), $n = 1$ pour les sables poreux, et $n = 0,5$ en hautes fréquences dans les matériaux saturés en eau. Ce paramètre aura son importance lors du calcul de la pénétration des ondes acoustiques selon l'outil utilisé (sismique, ou sondeur multifaisceau).

1.3.3 La densité des sédiments

La densité des sédiments marins est un paramètre géotechnique intervenant directement dans les modèles acoustiques. Elle se mesure assez aisément en laboratoire ou *in-situ*. Par densité, on entend le rapport entre les masses volumiques du sédiment et celle de l'eau (en g/cm^3). Puisque la masse volumique de l'eau est sensiblement égale à $1g/cm^3$, la densité et la masse volumique du sédiment auront des valeurs voisines, à ceci près, que la densité n'a pas d'unité¹. La figure 1.14 présente la masse volumique en fonction de la taille des grains.

Il apparaît une grande dispersion dans les valeurs.

1. La confusion est également entretenue par le fait que *density* en anglais signifie masse volumique...

Ceci peut s'expliquer par la forme des grains, le pourcentage de particules plus fines et donc une porosité différente pour des particules appartenant à la même classe granulométrique. Pour attribuer une densité à un sédiment donné, il faudra donc chercher dans la littérature une valeur fournie pour des sédiments ayant non seulement une granulométrie proche, mais aussi une porosité voisine de l'échantillon considéré.

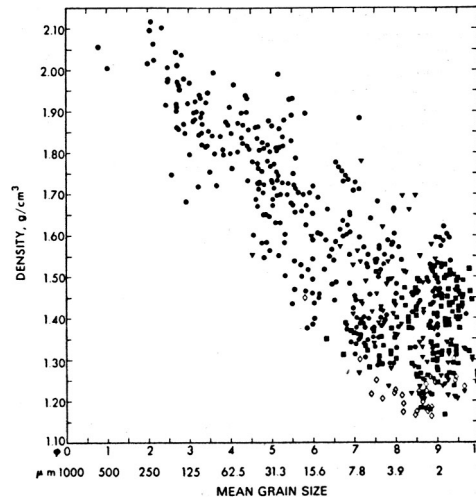


Figure 1.14 Masse volumique des sédiments en fonction de la taille des grains. [HAM82]

1.3.4 La profondeur et les propriétés acoustiques des sédiments

Du fait de la compaction et de la cimentation engendrée par la pression, les paramètres géoacoustiques vont présenter un gradient suivant la profondeur de la strate sédimentaire. La célérité et la densité vont croître avec la pression, alors que l'atténuation va diminuer, ces variations demeurant faibles. Sur 100 m de profondeur, une variation de 7% de la vitesse, et de 10% de la densité pourra être observée. Ces gradients seront donc significatifs pour des pénétrations importantes (telles que celles obtenues en sismique).

Cependant, on peut observer des gradients dans de faibles profondeurs de sédiments superficiels. En effet, lorsque la célérité du sédiment de surface est inférieure à celle de l'eau, elle doit augmenter rapidement de façon à compenser cette différence après quelques décimètres.

1.3.5 Synthèse

Les différentes constatations établies montrent que la notion de type de fond est délicate en fonction de la zone considérée. C'est pourquoi, les modèles géoacoustiques obtenus essayeront d'être basés sur des données réelles. Cependant, il est intéressant d'avoir à disposition des valeurs typiques par type de fond, afin de valider les modèles numériquement.

De plus, selon l'instrumentation utilisée (sismique ou sonar), et donc de la fréquence, le phénomène prépondérant lors de l'interaction de l'onde acoustique avec le

fond ne va pas être le même (respectivement réflexion ou diffusion). C'est ce que nous nous proposons d'étudier à partir de trois techniques différentes (sismique HR3D, sondeur de sédiments et sondeur multifaisceau).

Où il sera question de présenter les différentes approches de caractérisation des fonds par méthode acoustique, ainsi que les outils adaptés: la sismique, les sondeurs multifaisceaux, et les sondeurs de sédiments. Chaque technique exploite la réponse du fond à une onde acoustique selon sa propre sensibilité au phénomène physique prépondérant, sensibilité donnée par le rapport de la fréquence d'utilisation de la méthode de prospection à la rugosité de la surface insonifiée. L'étude s'intéressera au paramètre de Rayleigh, paramètre permettant d'anticiper de la réflexion ou de la diffusion, quel phénomène est prépondérant lors de l'interaction d'une onde acoustique avec une interface rugueuse.

L'étude du paramètre de Rayleigh sera présentée dans le cas de l'utilisation des trois outils particuliers à notre disposition. Il sera montré qu'à l'échelle du sondeur de sédiment, la prise en compte du paramètre de Rayleigh ne peut être omise.

C'est pourquoi une présentation détaillée du principe de la mesure et du sondeur sera effectuée au préalable, avec la perspective de pouvoir estimer le paramètre de rugosité à l'interface eau-sédiment.

Chapitre 2

Interaction d'une onde acoustique avec le fond - les outils adaptés

Les échelles d'investigation du fond des mers sont très variables. A titre d'exemple, si pour la recherche d'énergie fossile, on s'intéresse à caractériser de grandes profondeurs (jusqu'à quelques kilomètres), les informations relatives aux variations climatiques récentes sont présentes dans les premières couches centimétriques. C'est le besoin d'accéder à ces différentes informations qui a nécessité le développement de différents outils acoustiques pour la caractérisation des fonds marins:

■ la sismique

L'objectif de la sismique, en utilisant la réflexion ou la réfraction d'ondes acoustiques, est d'imager le sous-sol des océans en profondeur afin d'avoir accès à des événements survenus à différents âges de la Terre. Pour cela, les fréquences utilisées sont basses (à l'échelle de l'acoustique sous-marine), selon le type de sismique mis en oeuvre, la fréquence varie de quelques dizaines de Hz (sismique d'exploration conventionnelle) à quelques kHz (sismique Très Haute Résolution). L'utilisation de ces fréquences permet une pénétration dans le sédiment comprise entre plusieurs kilomètres (sismique d'exploration) et quelques mètres (THR). En revanche, la résolution verticale (c'est à dire la distance minimale entre deux réflecteurs) est grande, typiquement, dans un milieu de célérité 2000 m/s, elle est comprise entre 10 m (pour la sismique d'exploration) et 50 cm (THR). On peut distinguer, en fonction de leurs objectifs, différentes sismiques (différentes par leur technologie, donc par leur domaine d'investigation) qui sont présentées sur la figure 2.1. C'est la fréquence de la source utilisée qui va définir le type de sismique. Chaque type de sismique peut ensuite être décomposé selon différentes gamme de résolution associées au dispositif d'acquisition (on distinguera les sismiques 2D, 3D, en fonction du dispositif de réception).

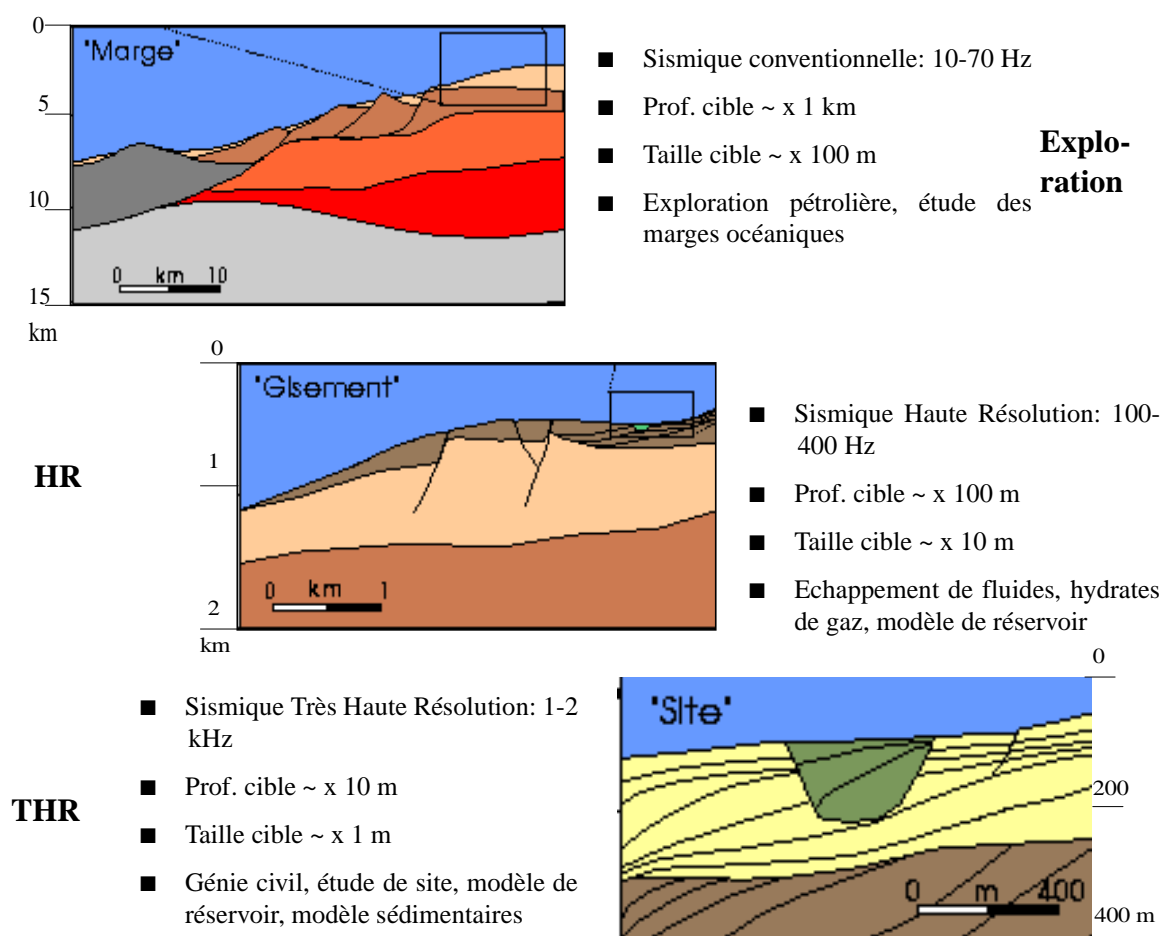


Figure 2.1 Différentes caractéristiques sismiques, de la sismique d'exploration (haut), à la Très Haute Résolution (THR, en bas) en passant par la Haute Résolution (HR au centre).

■ Les sondeurs de sédiments

Bien qu'ayant la même fonction que la sismique, à savoir décrire la stratification sédimentaire, ces sondeurs fonctionnent généralement en émetteur-récepteur, ce qui leur permet de travailler à offset (distance source-récepteur) nul. Le signal reçu consiste en une série temporelle d'échos réfléchis à chaque changement de nature des strates (figure 2.2). Ils travaillent à des fréquences supérieures à 1,5 kHz, ce qui permet d'une part de maîtriser le signal émis, et d'autre part d'atteindre des pénétrations de l'ordre de la cinquantaine de mètres. Deux types de signaux peuvent être émis: les impulsions et les modulation de fréquence. En émettant des modulations de fréquence de plusieurs kiloHertz de longueur de bande, et grâce à une compression d'impulsion, ils atteignent une résolution verticale de plusieurs dizaines de centimètres.

■ Les sondeurs multifaisceaux

Les transducteurs d'un sondeur multifaisceaux sont généralement fixés à la coque du navire (les sonars latéraux sont quant à eux généralement remorqués près du fond). Ces systèmes sont capables, grâce à leur grande ouverture angulaire, d'imager en un tir de larges couloirs dépendant de la hauteur d'eau et de leur fréquence de travail (12,

31,5, 90 kHz). Utilisés au départ principalement pour acquérir des données de bathymétrie, ces sondeurs sont maintenant employés pour cartographier la réflectivité des fonds (figure 2.3).

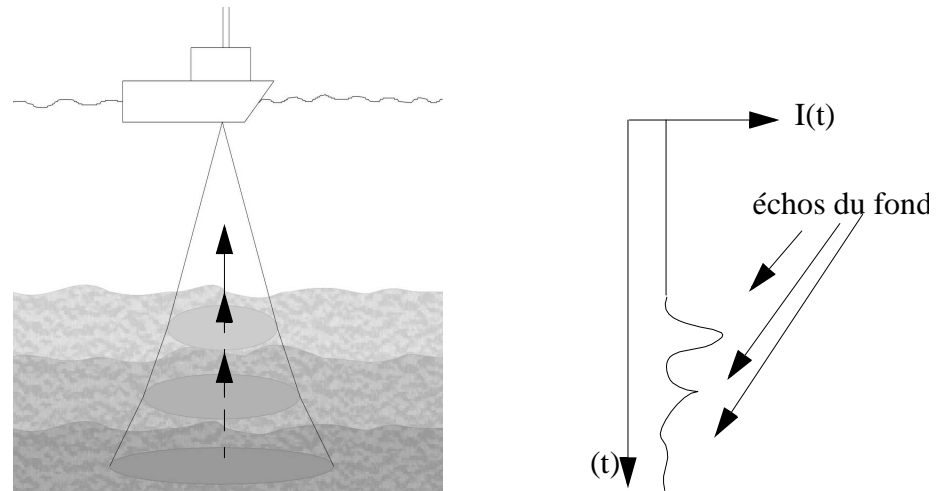


Figure 2.2 Principe de réflexion des sondeurs de sédiments: à droite, l'intensité acoustique réfléchie sur chaque strate en fonction du temps.

Les systèmes adaptés aux petits fonds travaillent à une assez haute fréquence (~ 100 kHz), et par des fonds allant de 20 m à 500 m. Les systèmes grand fond utilisent des ondes plutôt basse fréquence (~ 12 kHz), car celles-ci subissent une moindre perte de propagation. Typiquement, les profondeurs d'utilisation de ces sondeurs varient entre 500 et 6000 m. Le signal reçu est la rétrodiffusion du signal émis avec plus ou moins d'intensité traduisant essentiellement les caractéristiques topographiques (inclinaison du faisceau incident par rapport à l'interface) et géologiques de l'interface (rugosité et dureté). De tels systèmes de coque permettent une vue globale d'une zone explorée, mais ne permettent pas une description fine de l'interface. Les signaux reçus traduisent à la fois la bathymétrie et la nature du fond.

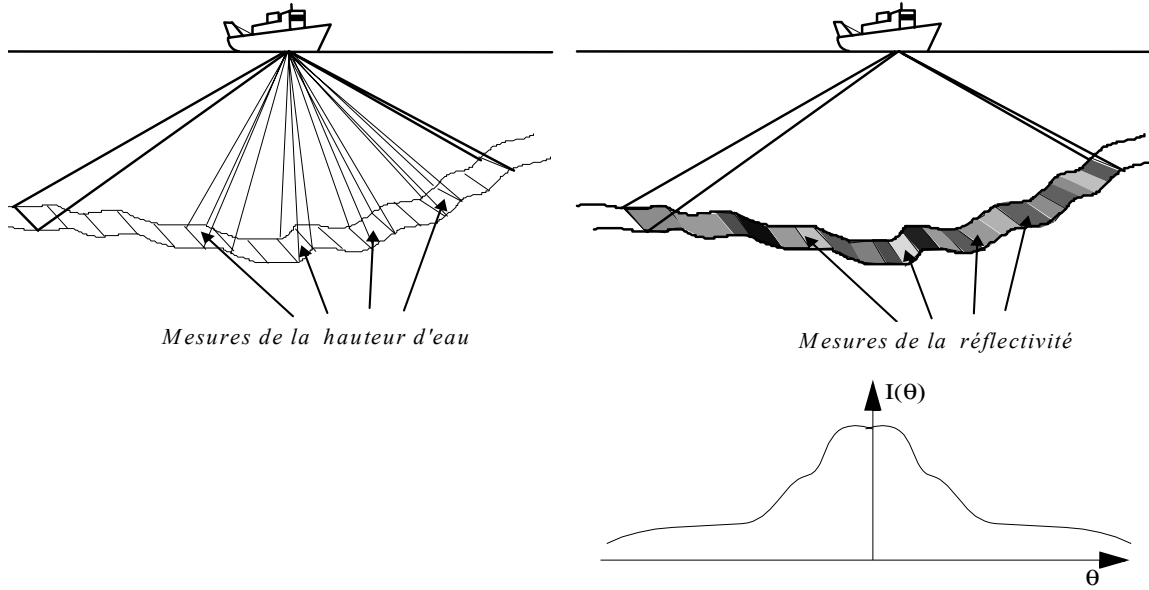


Figure 2.3 Schéma de fonctionnement d'un sondeur multifaisceau, en bas, l'intensité acoustique rétrodiffusée par l'interface en fonction de l'incidence.

2.1 Réflexion acoustique

Les couches géologiques qui constituent le sous-sol et dans lesquelles se propagent les ondes sont considérées comme une succession de milieux élastiques. Cette hypothèse peut, selon le type de roche (viscosité, porosité, dureté, etc...), se révéler insuffisante, cependant, elle reste appropriée pour décrire les phénomènes de propagation. Un tel milieu subit, au passage de l'onde, des déformations dues aux contraintes qui s'exercent. Après disparition de ces contraintes, le milieu élastique reprend sa forme initiale. Les contraintes et les déformations varient dans l'espace et dans le temps. En appliquant une série de lois d'élasticité (comme la loi de *Hook*) et en utilisant les propriétés élastiques du milieu (paramètres de *Lamé*), les relations entre contrainte et déformation peuvent être définies. Puis, l'application du principe fondamental de la dynamique au milieu, conduit à une équation d'onde de la forme:

$$\rho_2 \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div} \vec{u}) + \mu \nabla^2 \vec{u} \quad 2.1$$

avec $\vec{u}(u_x, u_y, u_z)$ le déplacement, $\nabla^2 \vec{u} = \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2}$ l'opérateur Laplacien,

ρ_2 , λ , et μ respectivement la masse volumique et les coefficients de *Lamé* du milieu.

Pour résoudre l'équation 2.1, on peut utiliser la décomposition de *Helmholtz* qui consiste à décomposer le champ de vecteur de déplacement \vec{u} en une composante de dilatation et une composante de distorsion de la forme: $\vec{u} = \overrightarrow{grad}\phi + \overrightarrow{rot}\vec{\psi}$ où ϕ est le potentiel de dilatation (scalaire), et $\vec{\psi}$ est le potentiel de distorsion (vecteur de composante ψ_1, ψ_2, ψ_3). Cette décomposition, en introduisant l'expression de \vec{u} dans l'équation 2.1, permet de mettre en évidence les deux types d'onde qui peuvent se propager dans un solide élastique:

- les ondes de compression (ou de volume):

$$\Delta\phi = \frac{1}{V_p^2} \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \text{ avec } c_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho_2}}$$

Cette équation correspond à la propagation d'une onde de compression, ou onde **P**¹, où le déplacement des particules est colinéaire à la direction de propagation de l'onde.

- les ondes de cisaillement:

$$\Delta\psi_i = \frac{1}{V_S^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial t^2} \quad i = 1, 2, 3 \text{ avec } c_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho_2}}$$

Cette équation correspond à la propagation d'onde de cisaillement, ou ondes **S**² de vitesse c_S inférieure à c_p , dépendant directement de la rigidité μ . Il en découle que dans un fluide, ces ondes ne peuvent pas se propager (μ étant nul). Le mouvement des particules excitées par ces ondes est contenu dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation (c'est pourquoi on distingue les ondes **SH** contenues dans le plan horizontal, et les ondes **SV**, contenues dans le plan vertical).

Dans le cas général, on considère des ondes sphériques, mais l'approximation haute fréquence est souvent utilisée, leur propagation suit alors les lois de l'optique géométrique. La propagation des ondes (qu'elles soient de type **P** ou **S**) se fait alors suivant des rayons et satisfait à la loi de Snell-Descartes:

$$\frac{\sin\theta_1}{c_1} = \frac{\sin\theta_p}{c_p} = \frac{\sin\theta_S}{c_S} \quad 2.2$$

où l'indice 1 se rapporte à l'eau, S à l'onde de cisaillement, p à l'onde de compression; les θ_i , avec $i = 1, S, p$, sont les angles d'incidence, de réflexion, de réfraction, et c_i la célérité acoustique associée à l'indice i .

Lorsque qu'une onde, se propageant dans l'eau, rencontre une interface séparant deux milieux de propriétés élastiques différentes, une partie de son énergie peut être transmise au second milieu, une autre, réfléchiée dans le premier milieu, et enfin, une autre convertie en onde **S** pour les ondes **P**.

1. Pressure wave
2. Shear wave

Les relations entre ces différentes ondes sont obtenues à partir des équations de continuité sur les contraintes et les déplacements de part et d'autre de l'interface au point d'intersection (dans le cas de l'interface fluide-sédiment, seules les composantes normales des vecteurs sont continues puisqu'il n'y a pas d'ondes S dans l'eau; la contrainte de cisaillement s'annule dans ce cas).

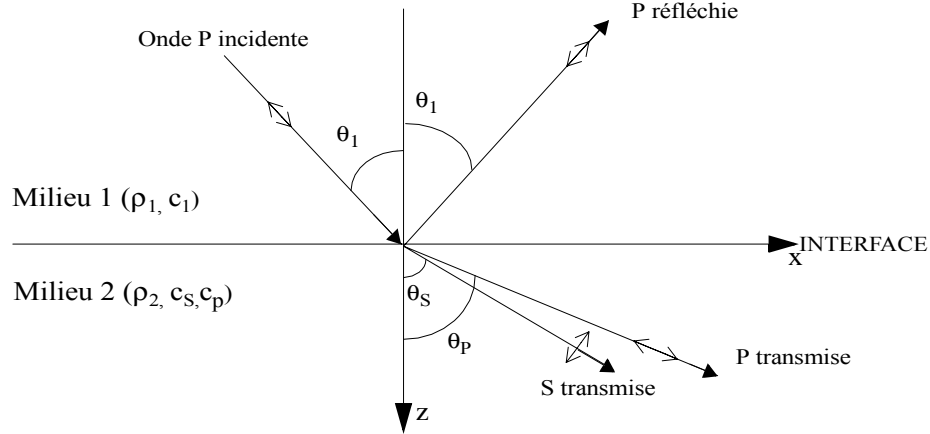


Figure 2.4 Réflexion, transmission et conversion d'une onde incidente P à l'interface fluide-sédiment.

Le coefficient de réflexion de la pression acoustique à l'interface séparant les milieux 1 et 2 s'écrit [BRE82]:

$$R = \frac{Z_{in} - Z_1}{Z_{in} + Z_1} \quad 2.3$$

avec $Z_{in} = Z_p \cos^2 2\theta_S + Z_S \sin^2 2\theta_S$, où $Z_i = \frac{\rho_i c_i}{\cos \theta_i}$ $i = 1, p, S$ et $\rho_p = \rho_S$.

La figure 2.5 montre l'évolution de ce coefficient de réflexion (module) pour différentes célérités c_S , ainsi que celle du module de l'amplitude des ondes S converties à l'interface. Il apparaît que plus l'angle d'incidence augmente, plus l'amplitude des ondes S augmente. En incidence normale ($\theta_p = 0$), $Z_{in} = Z_p$, les ondes de cisaillement ne sont pas générées, on retrouve alors le coefficient de réflexion «classique» à l'interface entre deux fluides donné par $\frac{\rho_2 c_p / \cos \theta_p - \rho_1 c_1 / \cos \theta_1}{\rho_2 c_p / \cos \theta_p + \rho_1 c_1 / \cos \theta_1}$.

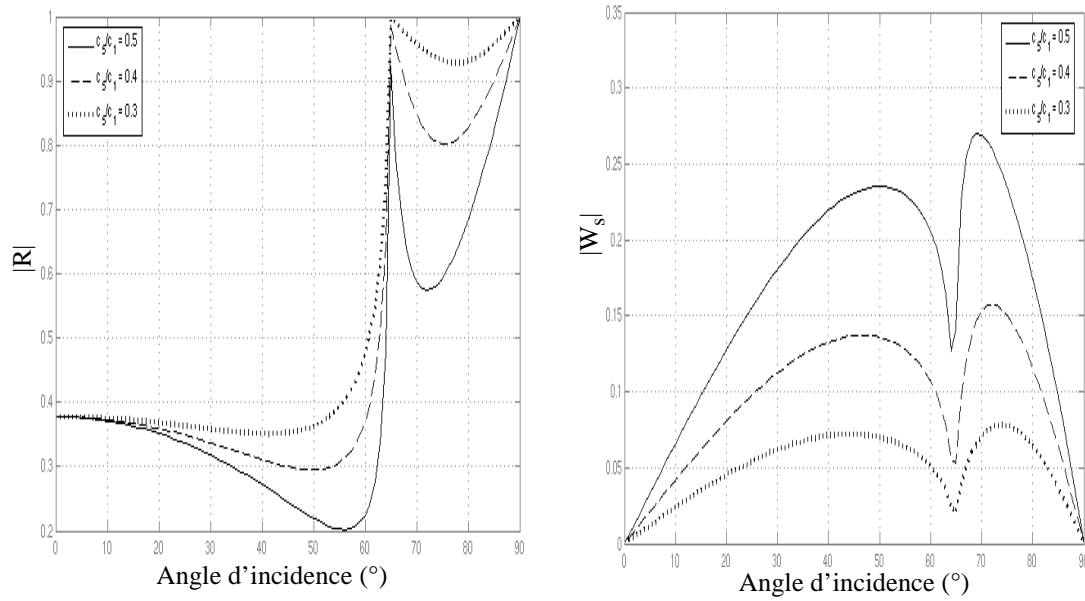


Figure 2.5 Module du coefficient de réflexion, R , (gauche) et de conversion en onde S , W_s , à l'interface fluide-sédiment pour différents rapports c_s/c_1 avec $c_1 = 1500\text{m/s}$, $c_p = 1660\text{m/s}$ et $\rho_2/\rho_1 = 2$.

En sismique réflexion, on privilégie les faibles angles d'incidence (ce qui implique pour le dispositif d'acquisition des petits offsets) de façon à pouvoir extraire des amplitudes sismiques, les impédances acoustiques des différentes strates. On limitera ainsi la conversion en onde S . L'épaisseur de chaque strate est donnée quant à elle par l'intervalle de temps séparant les échos de ses deux interfaces.

En augmentant l'offset, les géophysiciens ont accès à d'autres ondes: il s'agit de la sismique réfraction, ou encore de la sismique grand angle.

A présent, et compte-tenu des hypothèses précédentes (on ne s'intéresse qu'aux ondes de compression, ondes enregistrées en sismique réflexion), évaluons l'effet de l'atténuation sur le coefficient de réflexion (figure 2.6):

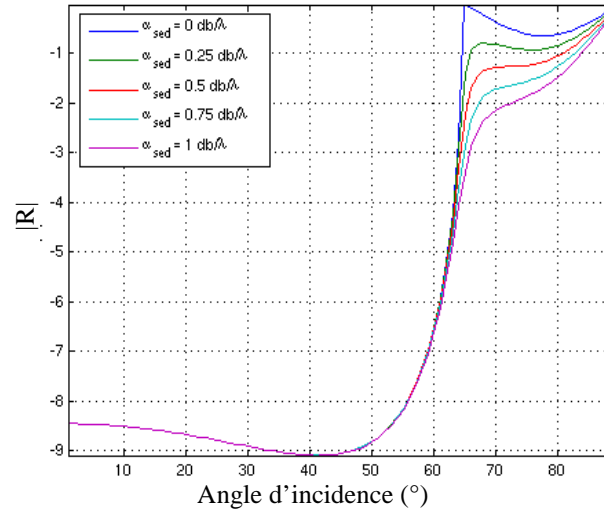


Figure 2.6 Coefficient de réflexion à l'interface fluide-solide avec $c_1 = 1660 \text{ m/s}$,
 $c_1 = 1500 \text{ m/s}$, $\rho_2/\rho_1 = 2$ et différentes atténuation dans le solide (0; 0,25; 0,5; 0,75; 1 dB/λ).

L'effet de l'atténuation se traduit par la disparition de l'angle critique, angle pour lequel aucune onde réfléchi ne pouvait se propager.

Implicitement, l'étude de la réflexion s'est faite sur une interface plane. Or le fond des océans n'est pas nécessairement lisse. Plus la fréquence de l'onde incidente augmente, plus elle est sensible au relief de l'interface. Une partie de l'énergie de l'onde incidente est alors diffusée dans toutes les directions.

2.2 Diffusion acoustique

Les systèmes d'imagerie acoustique sous-marine exploitent la réponse du fond à une excitation par un champ de pression. Ce fond est alors assimilé à une interface rugueuse séparant deux fluides (cf. §1.1).

L'étude théorique du champ réémis par une discontinuité rugueuse fait l'objet de nombreuses études ayant pour objectif de paramétrer les sédiments en fonction de leurs caractéristiques géoacoustiques. On peut distinguer deux types d'approches: l'une, classique ([JAC86], [MOU93]), basée sur une hybridation entre la méthode des petites perturbations (hauteur de la rugosité le long de l'interface petite devant la longueur d'onde incidente), et celle du plan tangent (la rugosité n'est plus négligeable devant la longueur d'onde incidente), en fonction du domaine angulaire incident; l'autre, plus récente, la méthode des faibles pentes (SSA pour Small Slope Approximation) relie le champ acoustique diffusé par un milieu inhomogène au champ incident grâce à la théorie introduite par Voronovich [VOR94]. Cette dernière approche permet de traiter toutes les

configurations de surface et de fournir une réponse la plus exacte possible sur tout le domaine angulaire. Néanmoins, elle demeure coûteuse en calculs.

Les systèmes d'imagerie travaillent plutôt avec l'*indice de rétrodiffusion angulaire*, défini comme le pouvoir diffusant intrinsèque d'une cible, indépendamment de sa taille et de sa distance au point d'observation. Il permet de relier l'intensité acoustique diffusée à l'intensité incidente sur l'espace diffusant. Soient I_{inc} l'intensité incidente selon la direction θ_{inc} , et I_{dif}^s (resp. I_{dif}^v par unité de volume) l'intensité acoustique diffusée par une unité de surface à une distance R de la source diffusante selon la direction θ_{dif} (figure 2.7), alors:

$$\begin{cases} I_{dif}^s = \frac{I_{inc} \cdot m_s(\theta_{inc}, \theta_{dif})}{R^2} \\ I_{dif}^v = \frac{I_{inc} \cdot m_v(\theta_{inc}, \theta_{dif})}{R^2} \end{cases} \quad 2.4$$

où m_s et m_v sont les coefficients de diffusion d'interface et de volume, grandeurs homogènes à des sections efficaces.

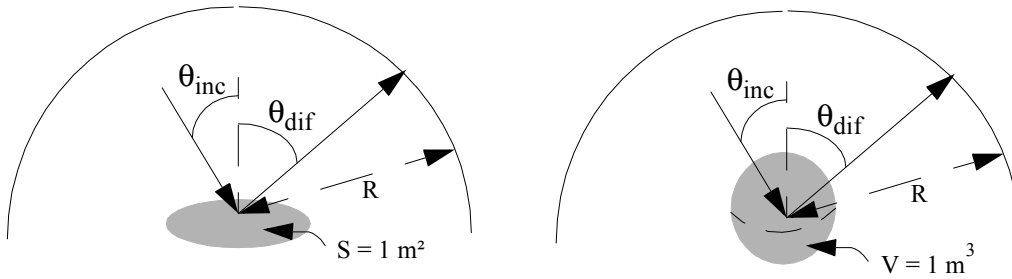


Figure 2.7 Géométrie de la diffusion par une surface S (gauche) et par un volume V (droite)

Les systèmes sonars actifs enregistrent les réponses acoustiques dans la direction de l'émission (i.e. $\theta_{inc} = \theta_{dif} = \theta$). On parle alors d'indices de rétrodiffusion $BS(\theta)$.

$$BS(\theta) = 10 \log_{10}[m_s(\theta) + m_v(\theta)] \quad 2.5$$

Cet indice représente le seul lien entre la mesure d'énergie acoustique diffusée et les paramètres géoacoustiques du sédiment. C'est pourquoi de nombreux auteurs s'intéressent à la formulation théorique de ce problème.

Modèle des petites perturbations - Approximation de Rayleigh-Rice [RAY76], [RIC51]:

Ce modèle ne considère que la contribution de l'interface. Lorsque la rugosité est *petite* devant la longueur d'onde (la notion de *petite* ou *grande* sera l'objet du sous-chapitre 2.3.2), et que les pentes sont suffisamment faibles, elle peut être assimilée à une faible perturbation de l'interface plane. La méthode consiste alors à écrire le champ acoustique $p(\vec{r})$ mesuré en \vec{r} comme une somme:

$$\left\{ \begin{array}{l} p(\vec{r}) = p_0(\vec{r}) + p_s(\vec{r}) \\ p_s(\vec{r}) \ll p_0(\vec{r}) \end{array} \right. \quad 2.6$$

où p_0 est le champ acoustique en l'absence de perturbation, et p_s le champ diffusé. On déduit la formulation intégrale du champ diffusé en utilisant l'équation de Helmholtz. A partir des conditions aux limites, une estimation du champ diffusé par une discontinuité faiblement rugueuse est obtenue, faisant apparaître le spectre, W_s , de puissance de la rugosité. Afin d'obtenir le coefficient de rétrodiffusion surfacique, deux autres hypothèses viennent compléter le modèle: la rugosité est un phénomène stationnaire, et le point d'observation est loin de la surface (hypothèse de Fraunhofer). En suivant ces hypothèses, Kuo [KUO64] a obtenu le coefficient de rétrodiffusion suivant, à l'interface entre deux fluides de célérité c_1 et c_2 , et de densité ρ_1 et ρ_2 :

$$m_s(\theta) = 4k^4 \cos^4(\theta) F(\theta, \rho, v) W_s(2k \sin \theta) \quad 2.7$$

$$\text{avec } \left\{ \begin{array}{ll} F(\theta, \rho, v) = \frac{[(\rho - 1)^2 \sin^2 \theta + \rho^2 - v^{-2}]^2}{[\rho \cos \theta + (v^{-2} - \sin^2 \theta)^{1/2}]^4} & \text{si } \theta < \theta_c \\ F(\theta, \rho, v) = \frac{[(\rho - 1)^2 \sin^2 \theta + \rho^2 - v^{-2}]^2}{[(1 - \rho^2) \sin^2 \theta + \rho^2 - v^{-2}]^2} & \text{si } \theta > \theta_c \end{array} \right.$$

où $\theta_c = \arcsin(c_1/c_2)$ est l'angle d'incidence critique, $\rho = \rho_1/\rho_2$, et $v = c_1/c_2$. La fonction $F(\theta, \rho, v)$ quantifie la part d'énergie transmise et réfléchi à l'interface selon le secteur angulaire.

Méthode des plans tangents - Approximation de Kirchhoff

Lorsque la rugosité n'est plus négligeable devant la longueur d'onde incidente, la contribution du champ diffusé (p_s) n'est plus négligeable devant la contribution du champ spéculaire (p_0). Cette hypothèse se traduit de la façon suivante: $2k\mathfrak{R}_c \cos \theta \gg 1$, où k est le nombre d'onde incident, et \mathfrak{R}_c le rayon de courbure local au point d'impact. La méthode des petites perturbations n'est alors plus applicable. Dans ce cas, on peut faire l'hypothèse que tout se passe selon les lois de l'acoustique géométrique sur le plan tangent au point d'impact ([LUR02a]). Dans ce cadre, on peut écrire les conditions à l'interface comme suit ([BRU98]):

$$\left\{ \begin{array}{l} p_s(\vec{r}) = R p_i(\vec{r}) \\ \frac{\partial p_s(\vec{r})}{\partial \vec{n}} = -R \frac{\partial p_i(\vec{r})}{\partial \vec{n}} \end{array} \right. \quad 2.8$$

où R est le coefficient de réflexion, \vec{r} la position du point d'impact, et \vec{n} la normale au plan tangent. Le champ diffusé par l'interface peut alors être écrit sous la forme de

l'équation intégrale de Helmholtz-Huygens en fonction du champ à la surface et de la fonction de Green du problème [ISH78]:

$$\iint_S \left[p(\vec{r}') \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}')}{\partial n'} - G(\vec{r}, \vec{r}') \frac{\partial p(\vec{r}')}{\partial n'} \right] dS \quad 2.9$$

En considérant de nouveau l'approximation de Fraunhofer, les principaux résultats sont les suivants:

- Brekhovskikh et Lysanov effectuent le calcul en supposant l'indépendance de R à l'angle d'incidence, et en utilisant la méthode de la phase stationnaire [BRE91]. Dans le cas d'une distribution isotrope normale des pentes de la surface, l'expression du coefficient de rétrodiffusion est la suivante:

$$m_s(\theta) = \frac{R^2}{8\pi\delta^2 \cos^4 \theta} \exp \left[-\frac{\tan^2 \theta}{2\delta^2} \right] \quad 2.10$$

où δ est l'écart-type des pentes de la surface.

- Ishimaru effectue le calcul en séparant le coefficient de réflexion en une contribution due à la surface lisse, et une contribution due à l'effet de rugosité [ISH78]. Il intègre l'expression 2.9 par parties et obtient le coefficient de rétrodiffusion sous la forme de l'équation intégrale suivante:

$$m_s(\theta) = \left(\frac{kR}{2\pi \cos \theta} \right)^2 \iint [\chi_2(\mathbf{v}_z, -\mathbf{v}_z) - |\chi(\mathbf{v}_z)|^2] \exp(2ik \sin \theta x) dx dy \quad 2.11$$

$$\text{où } \begin{cases} \mathbf{v}_z = -2k \cos \theta \\ \chi(\mathbf{v}_z) = \langle \exp[i\mathbf{v}_z h(x, y)] \rangle \\ \chi_2(\mathbf{v}_z, -\mathbf{v}_z) = \langle \exp[i\mathbf{v}_z (h(x' + x, y' + y) - h(x', y'))] \rangle \end{cases}$$

Contribution de volume

L'objet de ce paragraphe est de présenter de façon non exhaustive la modélisation du coefficient de rétrodiffusion de volume. Pour plus de détails, le lecteur se reportera à la thèse de Guillon [GUI99]. Lorsque l'onde acoustique pénètre dans le sédiment, elle rencontre des inhomogénéités provoquant un processus de diffusion. Dans les modèles [HIN90], [BRE91] [LYO94], [JAC96], ces inhomogénéités sont considérées comme des perturbations des grandeurs acoustiques autour de leur valeur moyenne. Bien que basés sur des hypothèses différentes, ces modèles partent du même principe, à savoir la technique des petites perturbations pour un fluide dans le cadre de l'acoustique linéaire. Par conséquent, les expressions du m_v sont voisines, et sont de la forme:

$$m_v \propto k_2^4 W_v(\vec{k}_2) \quad 2.12$$

où $\vec{k}_2 = k_2 \vec{e}_i$ avec $k_2 = \omega/c_2$ le nombre d'onde dans le sédiment, et \vec{e}_i le vecteur unitaire de propagation. La principale différence entre ces différents modèles porte sur le choix du spectre des inhomogénéités W_v .

Application aux systèmes sonars - Modèle hybride

Du fait de la gamme d'incidence et de la fréquence utilisée par les sonars, il n'est pas possible de privilégier l'utilisation du modèle des petites perturbations par rapport à celui des plans tangents. Jackson et al. [JAC86], puis Mourad et al. [MOU93] ont proposé une méthode qui regroupe ces deux approches. Ce modèle traite de rétrodiffusion angulaire par une discontinuité rugueuse dans la gamme [10-100] kHz. Les auteurs prennent comme hypothèse de départ que le spectre de rugosité de surface est constitué d'une partie petite échelle (micro-rugosité) et une partie grande échelle. Le nombre d'onde de coupure (de ce spectre) est choisit de telle façon à ce qu'il satisfasse les hypothèses considérées pour modéliser les coefficients de diffusion angulaire. Ainsi, pour **les angles d'incidence supérieurs à 30°** , les auteurs utilisent le modèle de rugosité composée: la rétrodiffusion est due à la rugosité petite échelle, mais l'angle d'incidence local est dépendant de la rugosité grande échelle. Le modèle utilisé est alors celui de Kuo (eq. 2.7), à condition que la micro-rugosité soit petite devant la longueur d'onde et la rugosité grande échelle suffisamment douce.

L'application de ce modèle pour **des angles inférieurs à 30°** étant controversée, les auteurs utilisent l'approximation de Kirchhoff. Ils font l'hypothèse que la contribution cohérente est négligeable et utilisent la formulation de Ishimaru (eq. 2.11) du coefficient de diffusion.

Les deux contributions sont ensuite raccordées par une fonction d'interpolation de façon à fournir un coefficient unique pour la rétrodiffusion à l'interface rugueuse entre deux fluides. Le volume est également pris en compte par le biais de l'approche de Stockhausen ([STO63]) dans laquelle Jackson et al. [JAC96] incorporent un modèle physique de diffusion volumique.

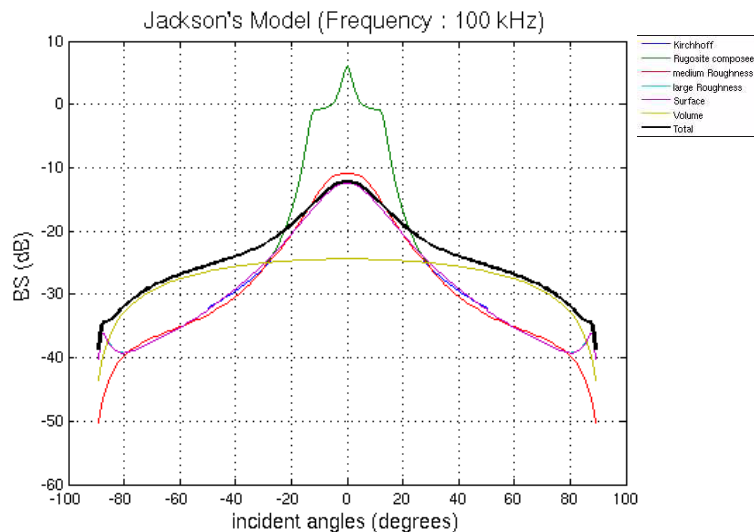


Figure 2.8 Indice de rétrodiffusion synthétique résultant du modèle de Jackson pour une fréquence incidente de 100 kHz.

2.3 Passage de la réflexion à la diffusion: le paramètre de Rayleigh

Le premier paragraphe a permis de présenter la réflexion d'onde plane sur une interface lisse; le second, quant à lui, s'est intéressé au cas de la diffusion d'une onde acoustique par une interface rugueuse. On comprend aisément que les deux phénomènes coexistent lors de l'interaction d'une onde plane avec une interface «réelle», mais dans quelles proportions? Quels sont les rapports entre champs acoustiques cohérents et incohérents lors de l'interaction d'une onde plane avec une interface rugueuse?

2.3.1 Réflexion d'une onde plane par une interface rugueuse

On considère une source acoustique de directivité $D(\vec{R})$ en S , émettant un signal de fréquence f (et de nombre d'onde k), d'amplitude p_0 , selon l'incidence θ_i , sur une surface rugueuse. On suppose que tous les points de l'interface ont un coefficient de réflexion R_{I2} dû au contraste d'impédance à l'interface.

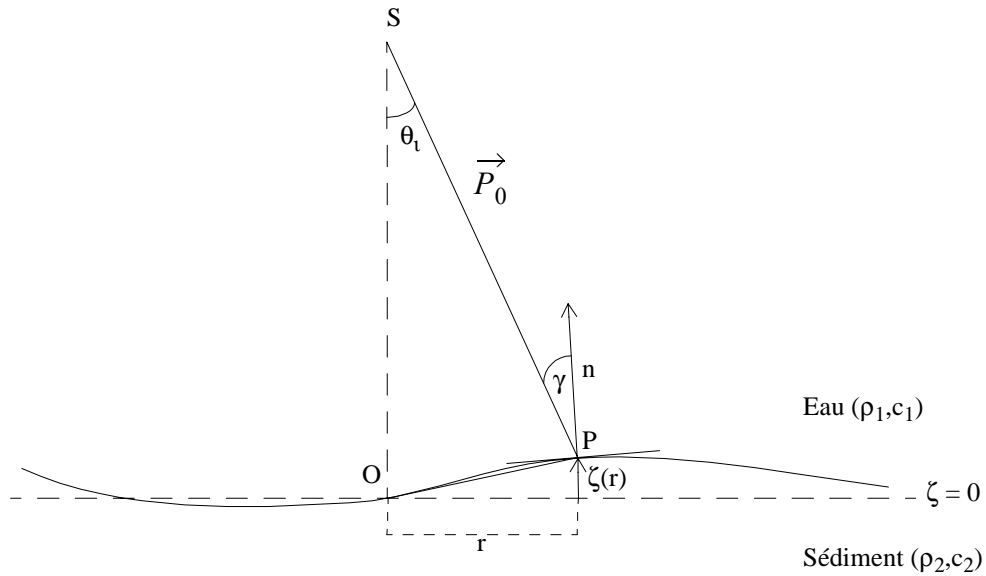


Figure 2.9 géométrie de la réflexion selon l'approximation de Kirchhoff

La principale condition de validité de l'approximation de Kirchhoff est la suivante: si la rugosité de l'interface est suffisamment «douce» dans la direction horizontale, de façon à ne générer ni des effets d'ombrage, ni des réflexions multiples, alors on peut supposer que la réflexion à chaque point de l'interface est équivalente à la réflexion par le plan tangent à ce point. Cette condition est exprimée par Brekhovskikh [BRE82] comme la nécessité d'avoir un rayon de courbure de l'interface r_c vérifiant: $2k_i r_c \cos(\theta_i) \gg 1$.

Dans le cadre de cette étude, nous supposons la validité de l'approximation des plans tangents ($r_c \geq \lambda$), hypothèse qui a un sens dans le cas de fonds meubles.

Prenant en compte ces considérations, les conditions aux limites au point P de l'interface sont ([BRE82], [CLA70]):

$$\begin{aligned} p_r(R) &= R_{12}(R) p_i(R) \\ \frac{\partial p_r(\vec{R})}{\partial n} &= -R_{12}(\vec{R}) \frac{\partial p_i(\vec{R})}{\partial n} \end{aligned} \quad 2.13$$

$\frac{\partial}{\partial n}$ représente la dérivée normale (vers le haut) à la surface, \vec{R} le vecteur position du point P. La colonne d'eau est supposée homogène. En suivant la même démonstration que Chotiros [CHO94], le champ acoustique incident en P s'écrit:

$$p_i(\vec{R}) = p_0 G_i(\vec{R}) D(\vec{R}) \quad 2.14$$

où $G_i(\vec{R})$ est la fonction de Green pour le champ incident [BRU98]:

$$G_i(\vec{R}) = \frac{e^{-jk_i R_0}}{R_0} \quad 2.15$$

En incorporant l'équation (2.14) dans (2.13), et en supposant une dépendance temporelle de la forme $e^{j2\pi ft}$, nous pouvons exprimer le champ acoustique réfléchi à l'interface:

$$p_r(\vec{R}) = p_0 G_i(\vec{R}) D(\vec{R}) R_{12}(\vec{R}) \quad 2.16$$

De plus, l'expression de la vitesse normale réfléchie $v_r(\vec{R})$ s'écrit ([BRU98]):

$$\frac{\partial p_r(R)}{\partial n} = -\rho_1 \frac{\partial v_r(R)}{\partial t} \quad 2.17$$

En utilisant les équations (2.13) et (2.14), le terme de gauche de (2.17) devient:

$$\frac{\partial p_r(R)}{\partial n} = -\rho_1 D(\vec{R}) R_{12}(\vec{R}) \frac{\partial G_i(R)}{\partial n} \quad 2.18$$

Intéressons nous au terme $\frac{\partial G_i(R)}{\partial n}$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial G_i(\vec{R})}{\partial n} &= \nabla \left[G_i(\vec{R}) \right] \cdot \vec{n} \\ &= \frac{\vec{R}_0 \cdot \vec{n}}{R_0} \frac{\partial}{\partial R_0} \left(\frac{e^{-jk_i R_0}}{R_0} \right) \end{aligned} \quad 2.19$$

Puisque $k_i R_0 \gg 1$ (approximation de champ lointain), on peut approcher l'équation (2.19) par:

$$\begin{aligned}\frac{\partial G_i(R)}{\partial n} &= -\frac{\vec{R}_0 \cdot \vec{n}}{R_0} j k_i G_i(\vec{R}) \\ &= j \cos(\gamma) k_i G_i(\vec{R})\end{aligned}\quad 2.20$$

En remplaçant $\frac{\partial G_i(R)}{\partial n}$ par l'expression obtenue ci-dessus dans (2.18), et en utilisant l'équation (2.16), le premier terme de (2.17) devient:

$$\frac{\partial p_r(R)}{\partial n} = -j \cos(\gamma) k_i p_r(\vec{R}) \quad 2.21$$

$$\text{De plus, on a: } -\rho_1 \frac{\partial v_r(R)}{\partial t} = -j \rho_1 c_1 k_i v_r(\vec{R}).$$

En combinant les équations (2.17), (2.21), et l'expression ci-dessus, il vient:

$$v_r(\vec{R}) = \frac{\cos(\gamma)}{\rho_1 c_1} p_r(\vec{R}) \quad 2.22$$

Morse [MOR48] donne une expression du champ de pression en P (figure 2.9) réfléchi par un élément de surface dS :

$$dp_r(P) = j \frac{\rho_1 c_1 k_i}{2\pi} v_r(\vec{R}) G_r(\vec{R}) D(\vec{R}) dS \quad 2.23$$

où $G_r(\vec{R})$ est la fonction de Green du champ réfléchi, $G_r(\vec{R}) = \frac{e^{-jk_i R_0}}{R_0}$, et $D(\vec{R})$ la directivité du sondeur (émetteur et récepteur confondus) positionné en P.

En utilisant les équations (2.16) et (2.22), l'expression du champ de pression réfléchi devient:

$$p_{r0}(P) = \int_S H(\vec{R}) d\vec{R} \quad 2.24$$

$$\text{avec } H(\vec{R}) = j \frac{k_i \cos \gamma}{2\pi} p_0 G_i(\vec{R}) G_r(\vec{R}) D^2(\vec{R}) R_{12}(\vec{R}).$$

Si on considère que le niveau de l'interface est perturbé par des élévations $\zeta(r)$, petites devant la plus petite zone de Fresnel, de façon à ce que les variations de directivité, et d'angle d'incidence, puissent être négligées, mais que cette perturbation se traduise uniquement par un déphasage de la fonction de Green [ECK53], le champ réfléchi devient:

$$p_r(P) = \int_S H(\vec{R}) \exp\left(2jk_i \cos \theta \zeta(\vec{R})\right) d\vec{R} \quad 2.25$$

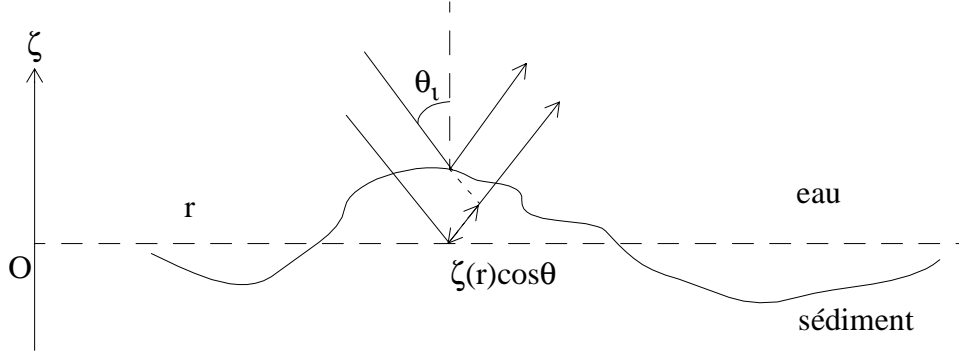


Figure 2.10 Différence de marche entre deux rayons réfléchis sur une interface rugueuse.

Remarquons que l'évaluation de cette intégrale, en l'absence de rugosité, conduit à l'expression de la pression réfléchie, solution image pour un point source [CLA66].

Cette intégrale (2.25) représente la diffraction du champ acoustique par une réalisation de l'interface rugueuse. Evaluons le champ moyen $\langle p_r \rangle$ pour l'ensemble des réalisations de surface:

$$\langle p_r(P) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_S H(\vec{R}) \exp(2jk_i \cos \theta \zeta(\vec{R})) f(\zeta(\vec{R})) d\zeta(\vec{R}) d\vec{R} \quad 2.26$$

où $f(\zeta(\vec{R}))$ représente la fonction de densité de probabilité de $\zeta(\vec{R})$.

En supposant que $\zeta(\vec{R})$ est un processus Gaussien centré, d'écart-type σ_s , la fonction de densité de probabilité s'écrit:

$$f(\zeta(\vec{R})) = \frac{\exp\left[-\zeta^2(\vec{R})/2\sigma_s^2\right]}{\sqrt{2\pi\sigma_s^2}} \quad 2.27$$

En remplaçant dans l'équation (2.26), il vient:

$$\langle p_r(P) \rangle = \int_S H(\vec{R}) \exp(-2k_i^2 \cos^2 \theta \sigma_s^2) d\vec{R} \quad 2.28$$

Soit, d'après l'équation (2.24):

$$\langle p_r(P) \rangle = p_{r0} \exp \frac{(-2k_i \sigma_s \cos \theta)^2}{2} \quad 2.29$$

Le coefficient de réflexion cohérente $\Re_{coh} = \langle p_r(P) \rangle / p_{r0}$ est le produit du coefficient dû au contraste d'impédance à l'interface dans (p_{r0}) , avec un terme d'interférence entre les différentes contributions provenant de la rugosité.

Plus l'écart-type de la rugosité augmente, plus ce coefficient diminue, ce qui signifie que plus la contribution de la réflexion cohérente diminue.

2.3.2 Le paramètre de Rayleigh

Classiquement, on définit la *rugosité acoustique* (g_r), ou le *paramètre de Rayleigh* (P) par:

$$P = 2k_i \sigma_s \cos \theta = \sqrt{g_r} \quad 2.30$$

Ce paramètre permet de mesurer l'importance de la réflexion cohérente en fonction du rapport rugosité sur longueur d'onde et de séparer les deux phénomènes physiques intervenant lors de la diffraction d'une onde plane par une interface rugueuse. Conventionnellement, si $P \gg 1$, c'est à dire si l'échelle de rugosité verticale est grande devant la longueur d'onde incidente, le phénomène de diffusion est dominant, et c'est le champ incohérent qui est mesuré. En revanche, lorsque $P \ll 1$ (ou si la rugosité est petite devant la longueur d'onde), alors, l'interface est considérée comme plane, et c'est le champ cohérent qui est observé.

On définit un pseudo coefficient de réflexion V_c , représentant la contribution cohérente au champ réfléchi:

$$V_c = R_{12} \exp\left(-\frac{P^2}{2}\right) = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \exp(-2k_i^2 \sigma_s^2 \cos^2 \theta) \quad 2.31$$

C'est ce paramètre qui va donc jouer le rôle d'arbitre entre la diffusion et la réflexion.

2.4 Outils de reconnaissance acoustique

2.4.1 La sismique marine

2.4.1.1 Principe de la sismique réflexion

Le dispositif de mesure standard (2D) consiste en une source et une flûte, constituée d'un ensemble d'hydrophones (ou de «grappes» d'hydrophones formant ainsi une antenne, nommée trace en sismique) alignés horizontalement et régulièrement espacés. La trace est donc la réunion de plusieurs capteurs dont les signaux sont sommés avant d'être enregistrés. Cette sommation a pour effet un filtrage spatial, permettant de diminuer la directivité horizontale au profit de la directivité verticale, et l'amélioration du rapport signal à bruit. Cependant, lorsque le fond n'est pas plat et qu'il existe un pendage dans une direction différente de celle du profil, aucun moyen ne permet de déterminer la pente du réflecteur. Or, tant du point de vue du géophysicien que de celui du géologue, la réalité physique de terrain est tridimensionnelle. C'est pourquoi la sismique 3D a été développée. Son intérêt est la description d'un volume permettant la caractérisation des structures. En effet, par un recoupement de mesures ponctuelles (forages) en géochimie, sédimentologie, et pétrophysique avec les volumes d'attributs sismiques, il est possible de caractériser les

sédiments et de construire des modèles de terrain décrivant les caractéristiques géoacoustiques, entre autre, des matériaux.

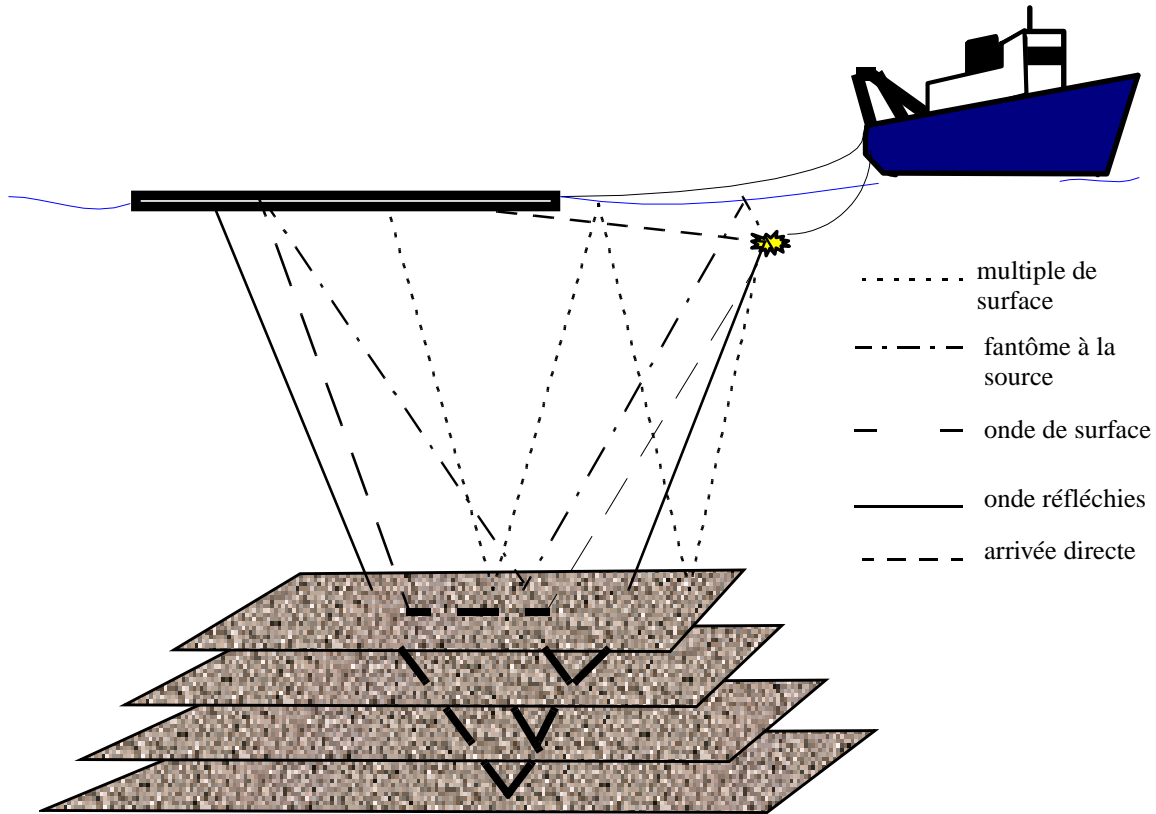


Figure 2.11 Principe d'acquisition de la sismique Haute Résolution 3D. Les différents type d'ondes.

2.4.1.2 Ondes enregistrées

La première partie de ce chapitre a permis de décrire les ondes P et S (cf. §2.1). Pour les raisons déjà évoquées lors de la présentation de ces ondes (notamment l'incidence), seules les ondes PP (non converties) et les ondes PSP sont enregistrées en sismique réflexion. Cependant, les hydrophones peuvent enregistrer d'autres signaux d'origine différente:

- les arrivées directes: il s'agit des ondes ne se propageant que dans l'eau, de la source aux hydrophones. Ces signaux sont facilement séparables des signaux d'intérêts car arrivant les premiers. De plus, la directivité des traces, évoquée plus haut, permet de limiter leur contribution énergétique.

- les multiples: il s'agit des ondes ayant subi plusieurs réflexions avant d'être enregistrées par les récepteurs. Les plus importantes sont les réflexions parasites sur la surface libre de la mer, à cause du fort contraste d'impédance entre l'eau et l'air (coefficient de réflexion égal à -1). Il existe aussi les réflexions multiples à l'intérieur du sous-sol, gênant la lisibilité des enregistrements.
- les fantômes: du fait de l'immersion du dispositif d'acquisition, on voit apparaître, à proximité des sources, des réflexions sur la surface libre de la mer. L'onde issue de la source est alors immédiatement suivie d'une onde de même intensité, mais en opposition de phase, d'où cette dénomination. Il se produit le même effet au niveau des récepteurs. Il faut remarquer que cet effet est spécifique à la sismique marine, il n'apparaît pas en sismique terrestre.
- les diffractées: elles sont générées lorsque l'onde incidente arrive sur une hétérogénéité dont les dimensions sont inférieures à la longueur d'onde incidente. Le point diffractant est alors considéré comme une source secondaire émettant une onde sphérique.
- les réfractées: au-delà d'une certaine incidence, définie par l'angle critique θ_c , la loi de Descartes (eq. 2.2) ne s'applique plus, et l'onde incidente ne pénètre plus dans le second milieu.

$$\theta_{ci} = \text{asin} \frac{c_1}{c_i} \quad i = p, S \quad 2.32$$

Une onde de réfraction se propage alors le long de l'interface (sismique réfraction). Au-delà de cet angle, il n'y a plus transmission, mais uniquement réflexion (sismique réflexion grand angle).

Nous venons de décrire les différentes ondes, parasites, présentes sur un enregistrement sismique. Elles interfèrent entre elles, se combinent à du bruit, ce qui rend la lisibilité d'une section ardue. Un exposé clair sur les techniques de séparation d'ondes est présenté dans [MAR97b], c'est pourquoi, seules les méthodes les plus efficaces seront citées ci-dessous:

- décomposition en valeurs singulières;
- séparation dans le domaine (τ , p) (temps, pente);
- séparation dans le domaine (f , k) (fréquence, nombre d'onde);

Le lecteur se reportera à [CLA85] ou [YIL87] pour plus d'informations concernant le traitement des données collectées (analyse de vitesse, correction dynamique, migration).

2.4.1.3 Caractéristiques de la sismique HR3D

Signal émis

Du fait des fréquences requises (comprises entre quelques dizaines de Hz pour la sismique d'exploration, à quelques kHz pour la sismique THR) et de la puissance nécessaire, les sources sismiques ne sont pas des sources électro-acoustiques contrôlées. Les sources retenues pour le système déployé à l'Ifremer, sont les *Sparker* et les *canons* à

*air*¹. Pour une utilisation HR (haute résolution ~ m), le spectre fréquentiel du sparker est compris entre 100 et 350 Hz. Cependant, la faible répétitivité de cet outil limite cette source à l'imagerie (au sens propre), à l'exclusion de tout traitement quantitatif des amplitudes. Le signal émis par les canons à air présente, quant à lui, un spectre compris entre 50 et 250 Hz. La qualité et la stabilité de leur signature acoustique en font un outil privilégié pour la sismique.

Globalement, trois facteurs empêchent une connaissance fine de la source: les variations du signal émis par la source elle-même d'un tir à l'autre; les distorsions de la signature dues aux effets conjugués des fantômes et de la sommation au niveau des hydrophones; enfin, le filtrage passe-bas du sous-sol. Toutes ces caractéristiques rendent le signal sismique très difficile à traiter. L'estimation de l'ondelette source (déconvolution) fait l'objet de nombreuses études ([BAC59], [COP84], [ROS00], [LEL01]).

Résolutions

La résolution horizontale est la surface dont les points sont à une différence de phase de moins de $\pi/2$ avec le point central (première zone de Fresnel), donc à une différence de marche (aller-retour) de $\lambda/2$ (où λ est la longueur d'onde incidente). Sur un fond plan, cette surface est un disque de rayon $D_f/2 = \sqrt{(\lambda H_0)/2}$. De manière à illustrer la dénomination «exploration», «haute résolution» et «très haute résolution», la zone de Fresnel est représentée dans le tableau 1 pour différentes hauteurs d'eau, et pour les trois gammes de fréquences. Dans le cas de la monotrace, on ne peut pas réduire cette résolution. En revanche, en couverture multiple, les données sont arrangées en CMP (Point Milieu Commun) et ramenés à déport nul. De manière à ce que les événements soient temporellement bien localisés, la migration est appliquée. Cette opération a pour objectif, entre autre, de réduire la zone de Fresnel.

1. Le sparker utilise la décharge d'un condensateur pour créer une tension élevée qui provoque l'évaporation d'une petite quantité d'eau. C'est l'effondrement de cette vapeur qui génère le signal acoustique.

Les canons à air, par l'ouverture d'une électrovanne qui propulse un piston, libèrent une bulle d'air comprimé.

H (m)	Explo f ~ 50 Hz	HR f ~ 200 Hz	THR f ~ 1 kHz
100	38 m	19 m	9 m
500	86 m	43 m	19 m
1000	122 m	61 m	27 m
2000	173 m	86 m	39 m
5000	273 m	137 m	61 m

TABLE 1. Rayon de la zone de Fresnel (en m) sur le fond pour les trois types de sismique, pour différentes hauteur d'eau H.

La résolution verticale est classiquement approchée par le quart de la longueur d'onde incidente, soit à 20 m pour la sismique d'exploration, à 5 m pour la HR et à 1 m pour la THR, pour un milieu de célérité longitudinale de 4000 m/s.

La figure 2.12 présente un bloc sismique HR3D obtenus après traitements.

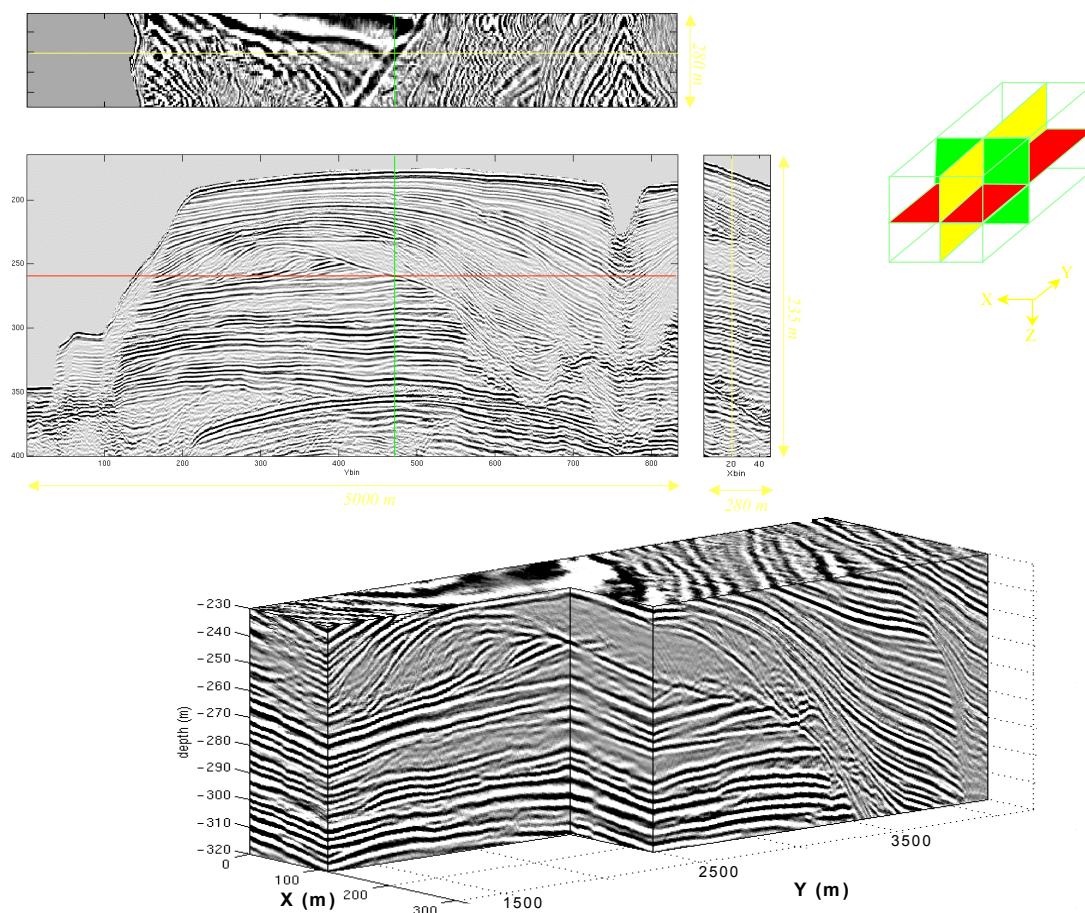


Figure 2.12 Extrait du bloc 3D Est-Corse (Nov 01), données acquises selon le système d'acquisition suivant: profondeur 300m, sources: Sparker, une flûte 48 traces. [THO04].

2.4.2 Le sondeur de sédiment du *N/O Le Suroît*

Le sondeur de sédiments, qui utilise une bande de fréquence plus élevée que les systèmes d'imagerie sismiques classiques (largeur de bande de 500 Hz pour les Sparkers, et de 250 Hz pour les canons à air utilisés à Ifremer), fait donc partie des systèmes de sismique réflexion très haute résolution avec sa bande de 3500 Hz.

Bien qu'appartenant aux outils de sismique, le sondeur de sédiment mérite d'être traité à part pour les raisons qui vont être évoquées dans ce paragraphe.

2.4.2.1 Principe d'un sondeur de sédiment

Le principe du sondeur de sédiments repose sur la capacité qu'ont les ondes acoustiques basses fréquences à pénétrer les strates sédimentaires ([LUR02a], [MAR97a]). Mieux que dans la sismique réflexion, on connaît «parfaitement» le signal émis, puisque celui-ci est généré par des transducteurs électro-acoustiques. L'onde acoustique, émise à partir du navire, se propage dans la couche d'eau, puis dans le sous-sol marin (2.13). La succession de tirs permet de reconstituer les horizons sédimentaires. On obtient ainsi une coupe verticale du sous-sol marin, l'abscisse représentant l'avancée du bateau, et l'ordonnée la profondeur de pénétration. Il est à noter que cette profondeur est exprimée en secondes, car les propriétés géoacoustiques du sédiment (densité et célérité) sont, à ce moment, encore inconnues. Néanmoins, afin d'avoir une idée de cette profondeur, on approche la célérité du son dans les sédiments c_{sed} par 1500 m/s, et on obtient les profondeurs H minimisées grâce à la relation suivante:

$$H = \frac{c_{sed} \cdot \tau}{2} = 0,75 \times 10^{-3} \cdot \tau \quad 2.33$$

où τ représente la durée de parcours (appelée *temps double*, en secondes) de l'onde acoustique entre la source et l'interface.

Traditionnellement, c'est la même antenne qui fait office d'émetteur et de récepteur. Cette configuration d'acquisition présente deux avantages majeurs par rapport à la sismique: l'offset nul (réflexion en incidence normale) et facilité de mise en oeuvre (notamment pour les sondeurs de coque). De plus, la génération du signal par des transducteurs électro-acoustiques permet d'une part de maîtriser la directivité, et d'autre part d'effectuer un contrôle qualité en temps-réel, puisque les signaux reçus peuvent être corrélés à une réplique du signal émis.

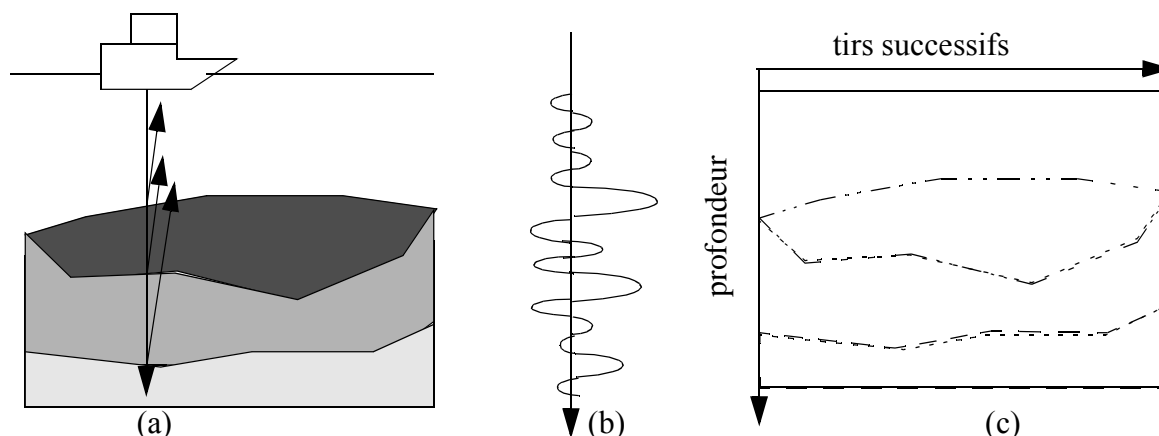


Figure 2.13 (a) émission d'un signal acoustique en incidence normale puis réflexion aux interfaces sédimentaires. (b) signal reçu en réponse à un tir. (c) image théorique obtenue sur l'enregistrement.

2.4.2.2 Caractéristiques du sondeur du N/O Le Suroît

Le sondeur de sédiments du N/O Le Suroît est un sondeur de coque, ELICS/ERAMER constitué de 7 transducteurs élémentaires de type Tonpilz¹ (figure 2.15). Ces transducteurs sont basés sur un concept fortement résonant, c'est à dire qu'ils sont capables d'atteindre des niveaux d'émission élevés mais sur une plage de fréquence réduite.

Dans le cadre de cette étude, ce sont les données acoustiques qui seront analysées, c'est pourquoi certains éléments de la chaîne ne seront pas détaillés (notamment les amplificateurs, l'adaptation d'impédance, aiguillage actif). Néanmoins, la chaîne est schématisée sur la figure 2.14

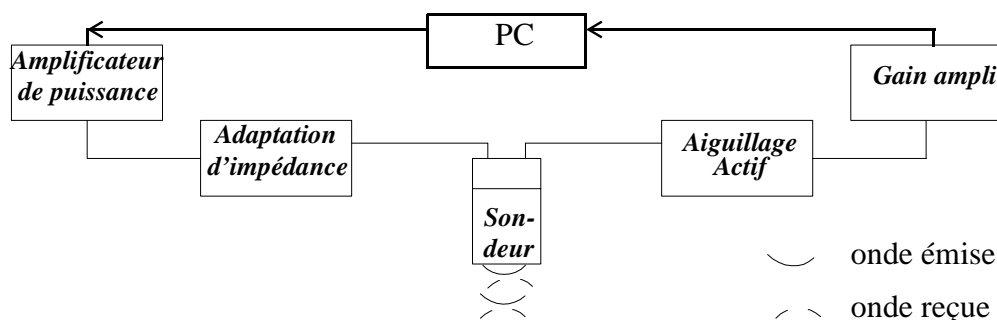


Figure 2.14 Chaîne d'émission-réception du sondeur de sédiments du N/O Le Suroît.

1. Il s'agit de la technologie la plus utilisée pour les transducteurs acoustiques sous-marins: un empilement de galettes de matériau piézoélectrique est polarisé par une forte pression statique imposée par une tige de précontrainte; cet empilement est solidaire d'un pavillon qui transmet à l'eau les vibrations induites par l'application d'un champ électrique excitateur aux bornes du pilier piézoélectrique. Très fortement résonants, ces systèmes permettent des niveaux d'émission élevés mais n'autorisent que de faibles bandes passantes.

L'antenne a été conçue pour émettre un contenu fréquentiel compris entre 1.8 et 5.3 kHz (d'où son surnom de *sondeur 3.5* (kHz)). Ce sondeur fonctionne en configuration monostatique (antenne de réception et d'émission confondues) et est relié au système d'acquisition Delph.

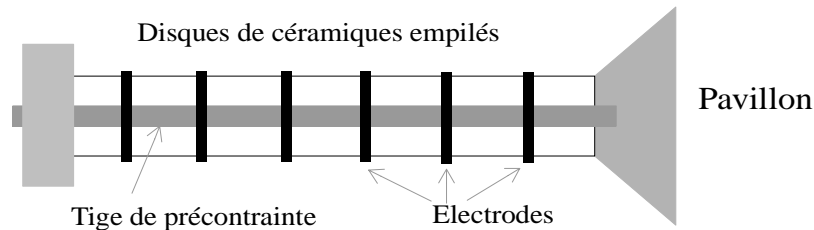


Figure 2.15 schéma d'un transducteur de technologie Tonpizl

Un transducteur (ou une antenne) électro-acoustique est caractérisé par différents paramètres que nous allons décrire ci-dessous. Ces caractéristiques seront nécessaires pour la correction et l'analyse quantitative des signaux réfléchis enregistrés par le sondeur.



Figure 2.16 Antenne du sondeur de sédiments, constituée des 7 transducteurs Tonpizl élémentaires, montée sous la coque du N/O Le Suroît

■ La sensibilité à l'émission S_V (*Transmitting Voltage Response*)

La sensibilité à l'émission quantifie la qualité de la conversion électro-acoustique. Elle est exprimée par $SV = 20\log\left(\frac{p_{1V}}{p_{ref}}\right)$ (en dB/1μPa/1m/1V), où

p_{1V} est la pression acoustique obtenue à 1 mètre de l'antenne (constituée de 7 transducteurs élémentaires) pour une tension électrique d'excitation de 1V, et p_{ref} la pression acoustique de référence (1 μPa). Cette sensibilité est propre à l'antenne isolée. Or le sondeur est relié à une chaîne d'amplification comme le montre la figure 2.14. C'est pourquoi, c'est le SL (Sound Level), niveau acoustique émis dans l'eau, qui est utilisé préférentiellement. C'est le S_V , corrigé de la tension en sortie de l'adaptation d'impédance de la chaîne d'amplification (dont le rôle consiste à «étouffer» les fréquences de résonance des capteurs) (figure 2.17).

■ La sensibilité à la réception Sh (*Receiving sensitivity*)

Le Sh est l'équivalent du S_v pour la réception.

Il est défini par $SH = 20 \log \frac{V_{1\mu Pa}}{V_{ref}}$ (en dB/1V/1 μ Pa), où $V_{1\mu Pa}$ est la tension électrique de la réponse de l'antenne pour une pression acoustique incidente de 1 μ Pa, et V_{ref} la tension de référence (1V) (figure 2.18).

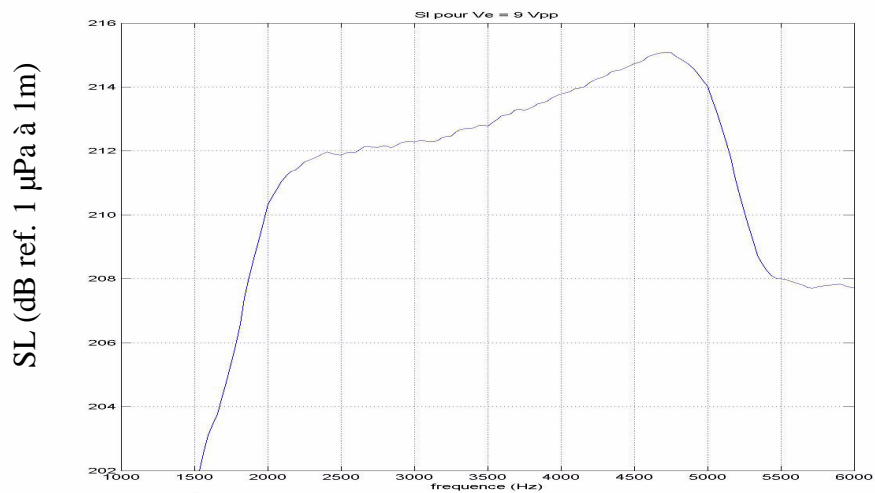


Figure 2.17 SL du sondeur de sédiments du N/O Le Suroît [LEG99]. Où l'on distingue les fréquences de résonance à 2.2 et 4.8 kHz (concept des transducteurs évoqué en introduction)

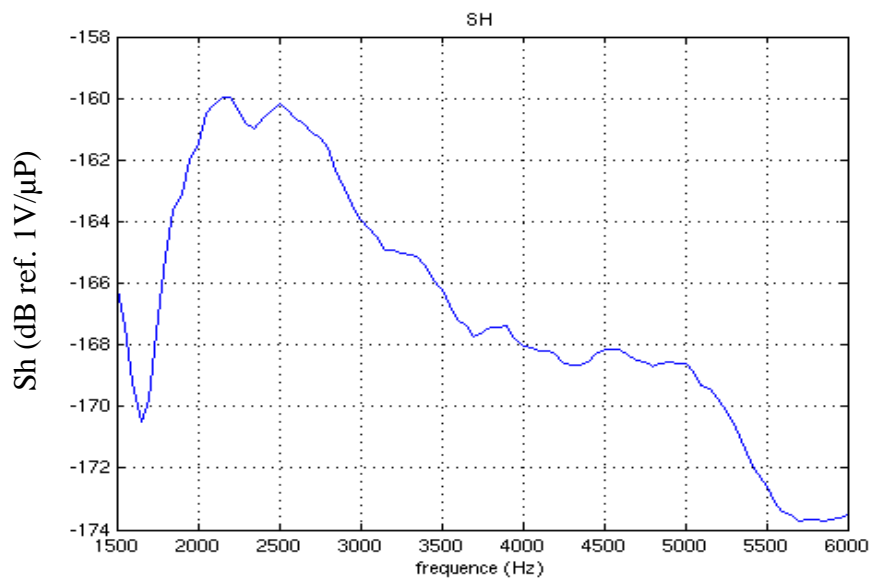


Figure 2.18 Sh du sondeur de sédiment du N/O LE Suroît [LEG99].

Outre ses sensibilités à l'émission et à la réception, quatre facteurs ont été pris en considération pour le choix du sondeur: les résolutions (horizontale et verticale), la pénétration et la mise en oeuvre.

■ Résolution horizontale

En considérant que l'écho est principalement constitué de la sommes d'ondes réfléchies, la résolution horizontale est donnée par la zone de Fresnel (même principe que pour les ondes réfléchies en sismique réflexion). Le tableau ci-dessous donne la résolution effective (D_f) du signal pour différentes hauteurs d'eau H_0 .

	2000 Hz	3000 Hz	4000 Hz	5000 Hz
100 m	12.2	10	8.7	7.7
200 m	17.3	14.1	12.2	11
500 m	27.4	22.4	19.4	17.3
1000 m	38.7	31.6	27.4	24.5
2000 m	54.8	44.7	38.7	34.6
3000 m	67.1	54.8	47.4	42.4
4000 m	77.5	63.2	54.8	49
5000 m	86.6	70.7	61.2	54.8

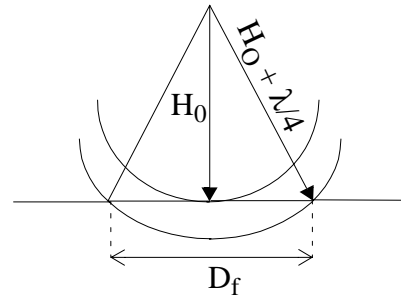


Tableau 2.1 : Diamètre D_f (en m) de la première zone de Fresnel en fonction de la fréquence et de la hauteur d'eau H_0 (en m) sous le sondeur.

La résolution de l'écho spéculaire n'est pas uniquement liée à la directivité du sondeur. C'est pourquoi les sondeurs de sédiments ne sont pas trop limités sur leur diagramme de directivité. La directivité du sondeur de sédiment du *N/O Le Suroît* présente des ouvertures angulaires à -3 dB, $2\theta_{3dB}$, comprises entre 40 et 20° dans la bande [1,8; 5,3] kHz.

La résolution latérale ne pourrait être améliorée qu'en envisageant un lobe de directivité produisant une empreinte au sol (de rayon R_{inso}) plus petite que la première zone de Fresnel, mais ceci peut poser le problème du dimensionnement de l'antenne émettrice.

Le tableau 1.2 indique, pour la fréquence de 3 kHz, en fonction de la hauteur d'eau, H_0 , l'ouverture angulaire correspondant à la première zone de Fresnel, $2\theta_{3dB-eq}$, (obtenue précédemment, Tab. 2.1), et le diamètre de l'antenne, D_a , nécessaire pour obtenir une telle ouverture (calcul effectué pour une antenne disque¹).

H_0 (m)	D_f (m)	$2\theta_{3dB-eq}$ (°)	D_a (m)
100 m	10	5.7	5.1
200 m	14.1	4	7.3
500 m	22.4	2.6	11.5
1000 m	31.6	1.8	16.3
2000 m	44.7	1.3	23
3000 m	54.8	1	28.1
4000 m	63.2	0.9	32.5
5000 m	70.7	0.8	36.4

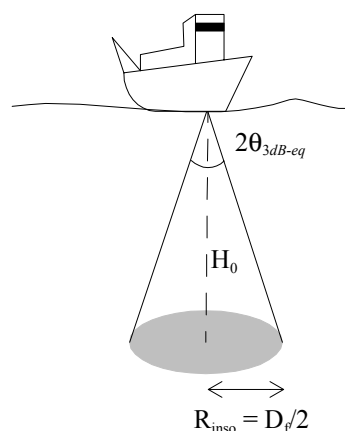


Tableau 2.2 : Ouverture angulaire équivalente à la première zone de Fresnel ($2\theta_{3dB-eq}$), et dimension de l'antenne nécessaire, en fonction de la hauteur d'eau, pour une fréquence incidente de 3 kHz.

Cette ouverture large présente donc deux avantages majeurs: le premier est qu'une telle directivité est compatible avec une taille d'antenne raisonnable; le second, est qu'en présence de pendage du fond, le sondeur est encore capable de pointer le faisceau en profitant de la tolérance liée à son ouverture (fig 2.19).

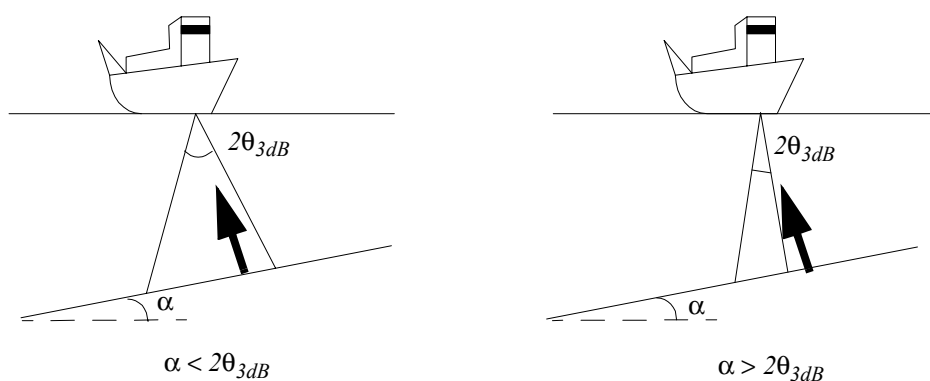


Figure 2.19 Influence de l'ouverture angulaire pour la réception du spéculaire dans le cas de fond pentu.

■ Résolution verticale

C'est l'écart minimum entre deux couches de sédiments pour que la séparation de leurs échos soit possible, après compression d'impulsion (paragraphe suivant). Dans le cas où le signal émis est une modulation de fréquence, cette distance ne dépend pas de la durée d'émission, mais de la bande fréquentielle du signal émis.

1. $D_a = 58,9 \times \lambda / 2\theta_{3dB-eq}$ [LUR02]

■ Pénétration

Dans la bande fréquentielle du sondeur de sédiments, l'absorption est plus importante qu'en sismique. En effet, en considérant un matériau de coefficient d'atténuation $0,5 \text{ dB}/\lambda$, pour une fréquence de 250 Hz, ce coefficient devient $0,08 \text{ dB/m}$, alors que pour une fréquence de 3500 Hz, il est $1,16 \text{ dB/m}$. C'est en partie pourquoi les profondeurs de pénétration sont rarement supérieures à 100 m. Cette longueur de pénétration dépend également du niveau émis. Nous allons évaluer cette profondeur de pénétration pour différentes configurations de sédiment recouvrant le réflecteur (sédiment homogène et interface lisse, recouvrant la strate enfouie, également lisse) et durée d'émission. Pour ce faire, nous allons utiliser l'équation du sonar appliquée à la détection et à la mesure [LUR02b]:

$$NE - PT + IC - NB + GD + GT \geq ID \quad 2.34$$

avec

NE : niveau sonore émis;

PT : pertes de propagation lors du trajet sondeur-fond-sondeur (cf. chap précédent);

IC : indice de cible caractérisant la réflexion sur le fond;

NB : niveau de bruit dans la bande fréquentielle du sondeur;

GD : gain de directivité de l'antenne;

GT : gain de traitement du récepteur (détaillé ultérieurement), lié à la durée de l'impulsion émise;

ID : indice de détection.

L'objectif étant d'estimer l'épaisseur maximale de sédiment que le signal acoustique du sondeur peut pénétrer, nous n'allons pas mener une étude paramétrique sur chacun des termes de l'équation eq. 2.34. Seuls les effets de la hauteur d'eau et des caractéristiques du sédiment seront pris en compte. Ainsi, parmi les différentes contributions listées ci-dessus, NE , NB , GD , et ID seront fixés (on définit $NEC = NE - NB + GD - ID$).

Le terme des pertes de propagation PT donné au chapitre précédent (cf. §1.2.2), ne prenait en compte que la propagation dans la masse d'eau, ajoutons à présent la propagation dans le sédiment:

$PT = 20\log(2h_0 + 2h_{sed}) + 2\alpha_{eau}h_0 + 2\alpha_{sed}h_{sed} - 20\log T_{sedw}T_{wsed}$, où h_{sed} est la pénétration dans le sédiment de coefficient d'atténuation α_{sed} (en dB/λ). Le terme $20\log T_{sedw}T_{wsed}$ représente les pertes de transmission à l'interface eau-sédiment. Il s'exprime [BRE82]: $T_{wsed} = 2Z_{sed}/(Z_w + Z_{sed})$, avec, en incidence normale $Z_i = \rho_i c_i$ ($i = w, sed$).

L'indice de cible IC est égal au coefficient de réflexion à l'interface sédiment-strate enfouie, plate (cf. équation 1.7 chap1): $IC = 20\log R$.

Si on considère une hauteur d'eau de 1000m, et une pénétration moyenne de 50 m, le terme de divergence sphérique $20\log(2h_0 + 2h_{sed})$ est supérieur de 0,4 dB au terme de divergence dans l'eau. C'est pourquoi, les pertes de propagation par divergence dans le sédiment seront négligées devant celles de l'eau. Il en ira de même des pertes par absorption dans l'eau, qui seront négligées devant celles dans le sédiment (cf. figure 1.10 pour l'atténuation dans l'eau).

La portée utile du sondeur dans le sédiment h_s est:

$$h_{sed} \leq [NEC - 20\log 2h_0 - 20\log T_{edsw} T_{wsed} + 20\log R + GT] / (2\alpha_{sed}) \quad 2.35$$

Nous considérons une colonne d'eau de 1500 m, de célérité c_w 1500 m/s, et les valeurs fixes suivantes:

NE	NB	GD	ID	ρ_{strate}	c_{strate}
214 dB/ μ Pa/1m	95 dB/ μ Pa	20 dB	10dB	2.2	1840 m/s

Tableau 2.3 : Valeurs des contributions de l'équation eq. 2.34 fixés pour le cadre de cette étude.

Le sédiment recouvrant le réflecteur a les propriétés géoacoustiques suivantes:

	ρ_{sed}	c_{sed} (m/s)	α_{sed} (dB/ λ)	$20\log(T_{wsed}T_{sedw})$ (dB)
«vase-sableuse»	1.3	1485	0.1	-0.14
vase	1.5	1580	0.3	-0.45
sable	2	1750	0.6	-1.51
«sable dur»	2	1800	0.9	-1.61

Tableau 2.4 : Paramètres géoacoustiques du sédiment parcouru par l'onde acoustique

Nous représentons la portée du sondeur en fonction de la fréquence, pour les 4 configurations de sédiment précitées, et pour deux durées d'impulsion émises (20 et 80 ms):

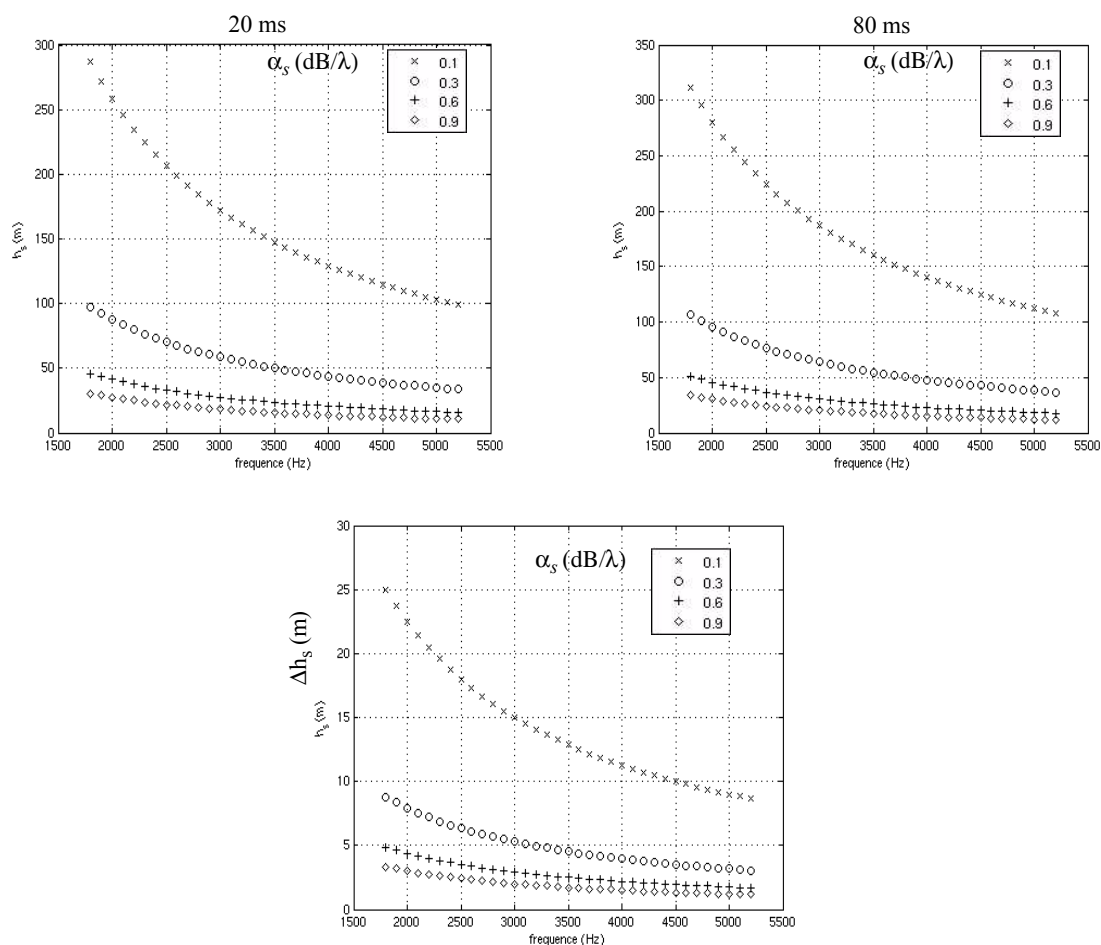


Figure 2.20 Portée maximale de pénétration dans le sédiment en fonction de la fréquence et de l'amortissement dans le sédiment, pour deux durées d'impulsions émises (20 ms et 80 ms). La figure du bas représente l'écart de portée selon la durée d'impulsion.

■ Mise en oeuvre

La configuration monostatique (émetteur-récepteur confondus) simplifie considérablement son emploi; elle permet, entre autre, d'éviter la mise à l'eau d'un poisson.

Ce sondeur est utilisé essentiellement lors de campagnes océanographiques étudiant le plateau continental (< 200 m) ou le talus (< 3000 m).

La figure 2.21 présente un profil du sondeur de sédiment du Suroît acquis lors de la campagne MEDHR qui s'est déroulé au large de la Corse en avril 2001. Le sismogramme présenté est obtenu après un traitement classique qui sera détaillé au paragraphe suivant.

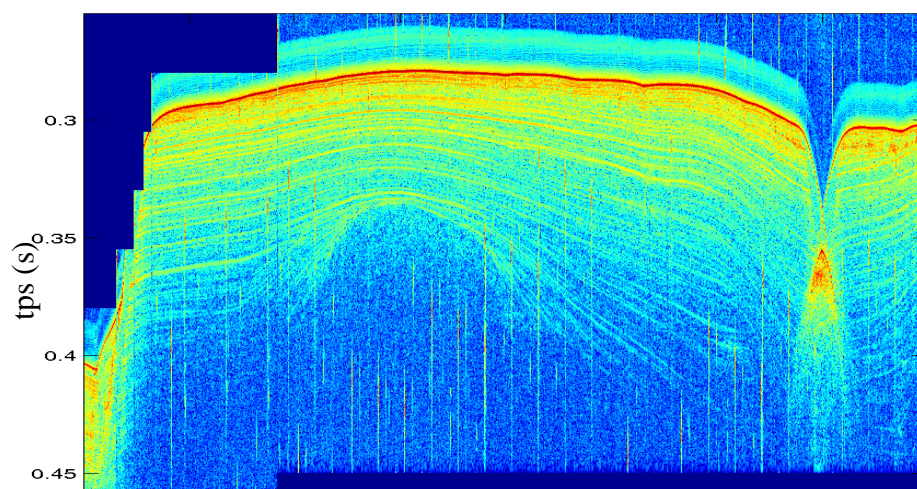


Figure 2.21 Sismogramme sur 4000 tirs d'un profil de la campagne MEDHR au large de la corse, par un peu plus de 200 m d'eau.

2.4.2.3 Le fonctionnement du sondeur

Le choix d'une impulsion longue

Le principe du sondeur de sédiment repose sur l'utilisation d'une fréquence assez basse pour que l'onde pénètre. Néanmoins, il est nécessaire d'émettre une énergie suffisante pour que le signal réfléchi puisse être correctement exploité (cf. pénétration). En effet, l'onde acoustique est atténuée lors de sa propagation dans l'eau et dans le sédiment, et le sondeur doit pouvoir être utilisé aussi bien par petits fonds que par grands fonds.

L'énergie émise est égale au produit de la puissance P par la durée de l'impulsion T . L'utilisation d'une longue durée d'impulsion permet de conserver une puissance limitée et d'éviter ainsi les phénomènes de cavitation à l'interface transducteur-eau. En contrepartie, une telle impulsion ne permet pas de séparer des réflecteurs proches. En effet, les réflexions sur des interfaces distants de moins de $T \cdot c_{sed}/2$ sont superposées. C'est pourquoi le dispositif de réception (Delph) est muni d'un corrélateur qui permet d'effectuer une compression d'impulsion.

Type des signaux émis

Le type de signal qui se prête le mieux à ce genre de traitement est la modulation de fréquence. En effet, ces signaux présentent l'intérêt d'avoir une fonction d'autocorrélation de type sinus cardinal, dont la largeur du lobe central est indépendante de la durée du signal. La campagne étudiée a été réalisée avec des modulations linéaires de fréquence (*chirp*) dans la bande comprise entre 1800 et 5200 Hz.

Le principe de la compression d'impulsion

Le principe de la compression d'impulsion est lié à la notion de corrélation. L'idée est de corréler le signal reçu à une réplique du signal émis, de façon à faire ressortir les échos qui ressemblent au signal source. Le pic de cette fonction d'intercorrélation est plus

étroit (durée plus courte) que le signal lui-même, il y a alors un phénomène de *compression d'impulsion*. On améliore de plus le rapport signal à bruit.

■ La modulation linéaire de fréquence, *chirp*:

Le signal électrique $s_e(t)$ transmis par le sondeur peut être décrit par l'équation 2.36, où T est la durée de l'impulsion, f_0 la fréquence centrale de la modulation, et B la largeur fréquentielle.

$$s_e(t) = A \cos \left[2\pi \left(f_0 + m \frac{t-T}{2} \right) t \right] = A \cos [\phi(t)] \text{ avec } 0 \leq t \leq T. \text{ et } m = \frac{B}{T} \quad 2.36$$

La fréquence instantanée d'un tel signal est définie comme étant la dérivée (par rapport au temps) de la phase $\phi(t)$ de ce signal ([FLA93]):

$$f_i(t) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\partial \phi(t)}{\partial t} = f_0 + mt - m \frac{T}{2}. \quad 2.37$$

Dans le cas du sondeur du *N/O Le Suroît*, la fréquence instantanée évolue entre 1,8 et 5,2 kHz (soit une largeur de bande fréquentielle B de 3,4 kHz), et l'utilisateur peut choisir une durée d'impulsion T de 10, 20 50 ou 80 ms.

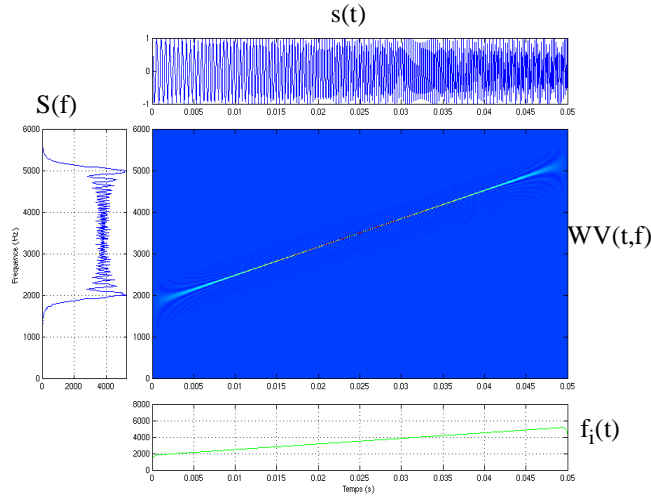


Figure 2.22 Représentation temps-fréquence d'un chirp de durée 50 ms, de fréquence comprise entre 1.8 et 5.2 kHz. Le signal temporel $s_e(t)$ est représenté en haut; à gauche, le spectre fréquentiel $S(f)$; au centre la transformée de Wigner-Ville $WV(t,f)$; en bas, la fréquence instantanée $f_i(t)$.

■ Expression de la fonction d'autocorrélation du *chirp*

La fonction de corrélation entre deux signaux permet de «mesurer la ressemblance» entre ces deux signaux. Lorsque ces deux signaux ne sont qu'un seul et même signal, on parle de fonction d'autocorrélation. Dans le cas des modulations de fréquence, plus la gamme fréquentielle balayée est large, plus cette fonction se rapproche d'un Dirac. Elle s'exprime par:

$$\Gamma_{ss}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} s(\tau) \cdot s^*(\tau - t) d\tau \quad 2.38$$

On montre que l'enveloppe de la fonction d'autocorrélation du chirp s'écrit:

$$\Gamma_{ss}(t) \propto \frac{\sin(\pi B t)}{\pi B t} \quad 2.39$$

On peut ainsi vérifier que le lobe central de cette fonction d'autocorrélation est indépendant et plus étroit que la durée du signal émis lui même. Sa largeur à -3 dB est donnée par:

$$\sin_c \pi B t = \frac{1}{\sqrt{2}} \Leftrightarrow \delta t \approx \frac{0,88}{B} \quad 2.40$$

On comprend ainsi aisément l'intérêt d'un tel traitement: on peut émettre un signal long, sans dégrader la résolution verticale, puisque celle-ci ne dépend que de la largeur fréquentielle du signal. C'est pourquoi on parle de compression d'impulsion.

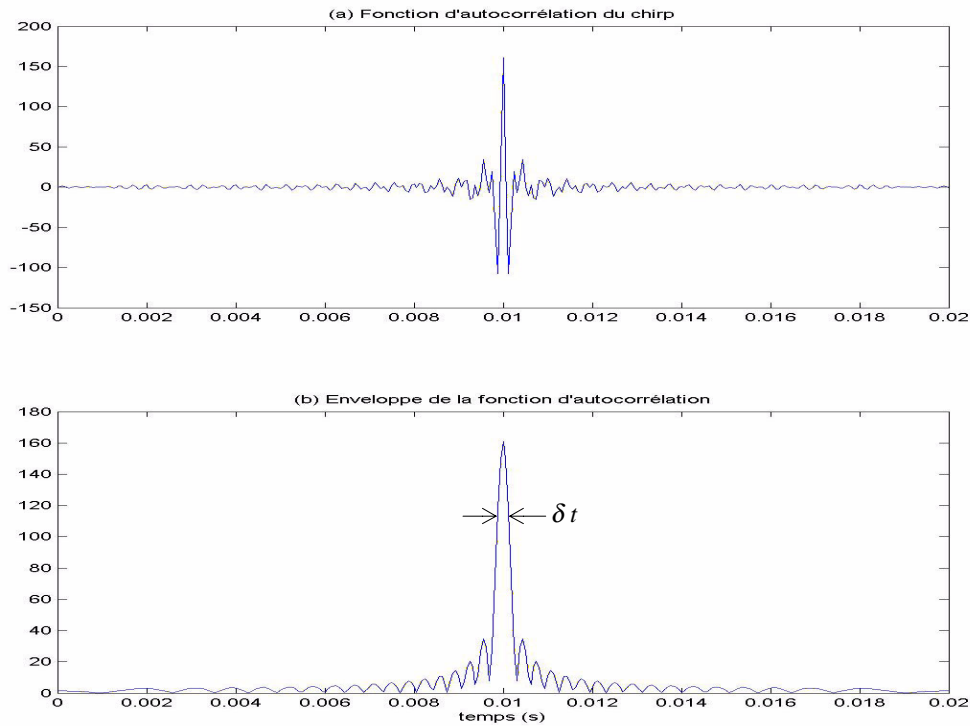


Figure 2.23 (a) fonction d'autocorrélation d'un chirp du sondeur de sédiments étudié, de durée 20 ms. (b) enveloppe de cette fonction d'autocorrélation.

■ Le gain de traitement

En réalité, le dispositif de réception effectue la corrélation du signal reçu avec une réplique du signal émis. L'hypothèse sous-jacente est que le signal reçu, $y(t)$, n'est qu'une copie du signal émis, retardée d'un délai τ , et atténuée d'un facteur Q , et additionné à un bruit gaussien $n(t)$, de variance $b/2$ (par bande de 1 Hz, et b est constant avec la fréquence): $y(t) = Qs(t-\tau) + n(t)$. Le gain de traitement est le rapport entre les rapports signal à bruit en puissance à l'entrée et en sortie de récepteur. On montre, que pour un signal émis d'énergie E , le gain de traitement s'écrit:

$$GT = 10\log BT \quad 2.41$$

Il apparaît que, en plus d'une bonne résolution temporelle, indépendante de la durée du signal émis, ce traitement par corrélation permet d'accroître le gain de traitement en utilisant des signaux longs. Ceci permet d'utiliser des puissances d'émissions limitées, compensées par la durée des signaux.

■ Le signal acoustique

La qualité de la corrélation dépend logiquement de la similitude entre le signal reçu et la réplique utilisée par le corrélateur. C'est pourquoi il est souhaitable de connaître au mieux le signal acoustique *réellement* émis $s_a(t)$.

Le signal électrique $s_e(t)$, modulation de fréquence théorique, sera corrigé du Sl , qui inclut la sensibilité à l'émission de l'antenne (Sv) ainsi que l'adaptation d'impédance de la chaîne d'amplification (cf. 2.4.2.2). Nous appliquons également la correction due à la réception.

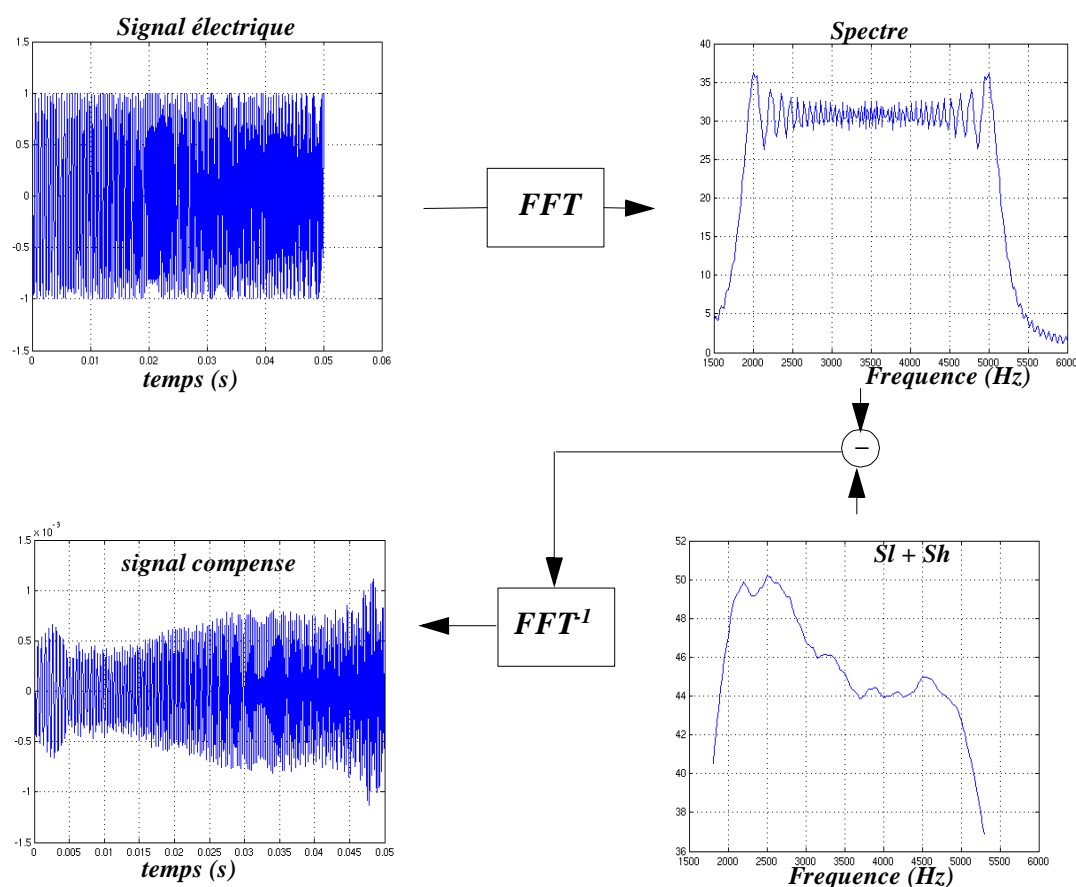


Figure 2.24 Principe de correction du signal électrique (haut gauche) de façon à améliorer la corrélation: on corrige le spectre théorique (haut droite) des sensibilités (bas droite) pour obtenir une image du signal «vrai» (bas gauche).

Pour être complète, cette étude aurait nécessité l'enregistrement du signal acoustique émis par l'antenne, mesuré en champ lointain (mesure réalisable en mer (avec des plongeurs) ou à quai (bateau quasiment immobile)). Cependant, les disponibilités du bateau n'ont pas permis une telle mesure (conditions de champ lointain nécessitant une certaine profondeur, et directivité du sondeur imposant une mesure dans l'axe). On supposera donc que les sensibilités mesurées en 1999 n'ont pas évolué.

Au chapitre précédent, nous avons introduit les deux phénomènes physiques en compétition lors de l'interaction d'une onde avec une interface: la diffusion et la réflexion. L'arbitre de cette compétition est le rapport longueur d'onde incidente sur l'échelle de la rugosité, modélisé par le paramètre de Rayleigh. Nous allons montrer que pour les fréquences émises par le sondeur de sédiment utilisé pour cette étude, aucun des deux phénomènes n'est prépondérant.

2.4.2.4 Paramètre de Rayleigh à l'échelle du sondeur de sédiments

Le paragraphe 2.3.2 a défini une mesure de la partie cohérente du champ réfléchi par une interface rugueuse. Il a été montré que cette mesure dépend du rapport de la longueur

d'onde incidente à la rugosité (variation d'élévation de l'interface). Considérons une interface entre l'eau et un mélange sableux, insonifiée, en incidence normale, par le sondeur de sédiments du *N/O Le Suroît*, dont les fréquences sont comprises entre 1,8 et 5,2 kHz (cf. cf. §2.4.2). Nous allons estimer le paramètre de Rayleigh pour différents écart-type de la rugosité, et l'effet ainsi créé sur l'amplitude cohérente du champ réfléchi par cette interface. Nous utiliserons les paramètres géoacoustiques suivants:

ρ_1	c_1 (m/s)	ρ_2	c_2 (m/s)
1.03	1500	1.6	1560

Tableau 2.5 : configuration de la simulation du paramètre de Rayleigh

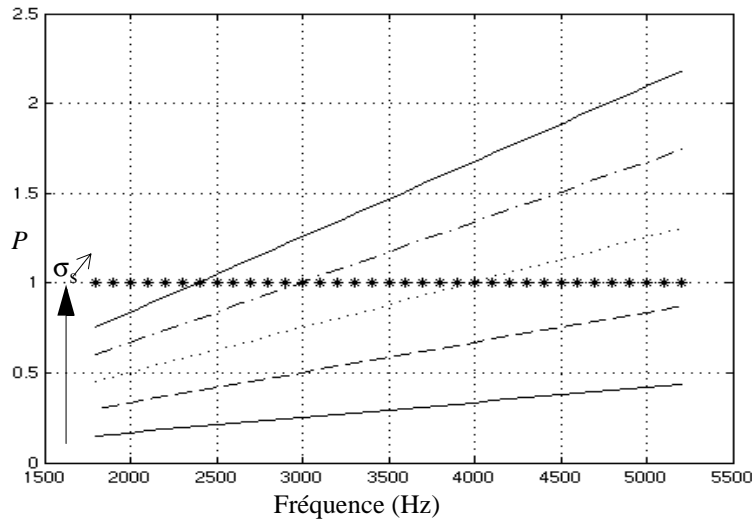
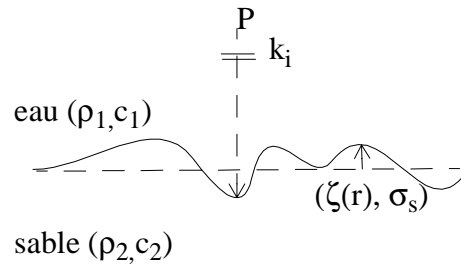


Figure 2.25 Paramètre de Rayleigh P en fonction de la fréquence pour différentes rugosités: 1, 2, 3, 4, et 5 cm. La droite en étoile indique la limite de $P = 1$.

Il est à noter que ce qu'on appelle dorénavant rugosité est bien l'écart-type des élévations de surface, à l'échelle de la résolution latérale du sondeur, soit à l'échelle de la zone de Fresnel (comprise entre 24,5 et 38 m pour une hauteur d'eau de 1000 m).

Il apparaît, d'après la figure 2.25, que pour des rugosités comprises entre 1 et 5 cm, aucun des phénomènes, de la diffusion ou de la réflexion, n'est prépondérant. En effet, le paramètre de Rayleigh est voisin de 1, tantôt inférieur, tantôt supérieur, en fonction de la fréquence incidente. Ceci signifie que l'énergie reçue par le sondeur de sédiments est constituée en partie de l'énergie réfléchi due au contraste d'impédance et d'une partie due à la diffusion de l'onde plane issue de l'interface rugueuse.

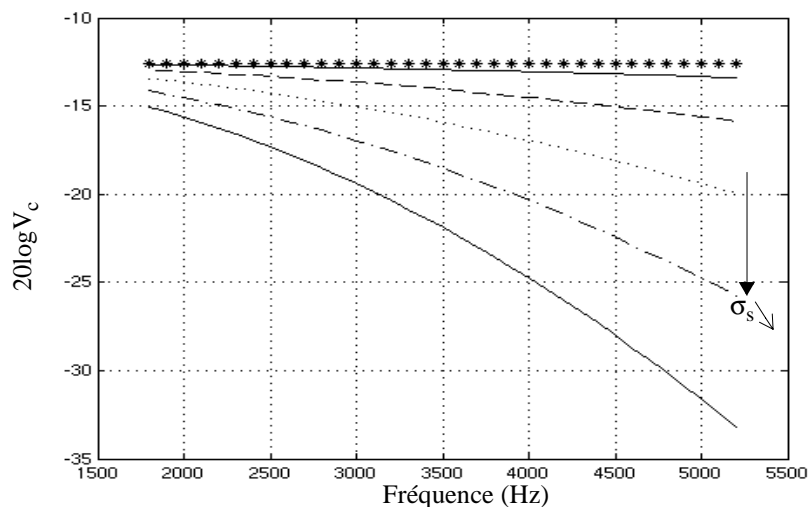


Figure 2.26 Coefficient de réflexion cohérente) d'une onde plane incidente sur une surface rugueuse, caractérisée par l'écart type de sa rugosité: 1, 2, 3, 4, et 5 cm

Considérons la seconde courbe de la figure 2.26 (rugosité de 2 cm): il apparaît qu'en début de bande (1800 Hz), l'effet de la rugosité est négligeable, alors que pour une fréquence de 5 kHz, l'amplitude réfléchi est diminuée de 3 dB.

Cette modélisation montre que, bien que le signal enregistré par le sondeur de sédiments soit majoritairement constitué du signal réfléchi, l'amplitude de ce signal pourrait être dégradée par un effet de rugosité à l'interface eau-sédiment. La mesure du coefficient de réflexion par inversion de l'expression basée sur les contrastes d'impédance serait alors une approximation.

Influence de la zone de Fresnel: lors de la description des paramètres du sondeur, la zone de Fresnel, présentée comme la résolution latéral de l'instrument, a été calculée pour la bande fréquentielle de travail. Le diamètre de cette zone varie entre 24 et 38 m pour une hauteur d'eau de 1000 m. Cependant, le modèle de Eckart [ECK53] est basée sur l'hypothèse que la rugosité est suffisamment petite devant la longueur d'onde (on va, en effet, s'intéresser à des variations de niveau de surface de l'ordre de 5 cm), de façon à ce que la statistique de la rugosité (l'ensemble des réalisations de la surface) ne soit pas paramétrée par la surface intégrée. En revanche, dans l'éventualité où la rugosité ne satisferait plus cette hypothèse, il y aurait «équilibre» entre la diminution de la zone de Fresnel et l'augmentation de l'effet de la rugosité sur le champ réfléchi lorsque la fréquence augmente. La présente étude s'est limitée au domaine d'application du modèle d'Eckart, c'est pourquoi, nous considérerons une zone de Fresnel moyenne, correspondante à la fréquence de 3500Hz (14 m).

2.4.3 Le sondeur multifaisceau EM300

Historiquement, les sondeurs multifaisceaux découlent d'une évolution du sondeur monofaisceau. Au lieu d'émettre et de recevoir un seul faisceau vertical, ils travaillent, en

réception, sur un éventail de faisceaux de faible ouverture individuelle (1 à 4 ° pour l'EM300 en particulier), c'est le principe de la formation de voies. L'intérêt est de multiplier le nombre de sondes disponibles instantanément en ratissant large autour de la route du navire (typiquement, des extensions latérales jusqu'à 7 fois la hauteur d'eau peuvent être obtenues), et donc de pouvoir constituer des images de réflectivité (pouvoir du fond à renvoyer l'énergie acoustique) pour différents angles d'incidence, en plus de la mesure de sonde. Le principe de formation de l'image acoustique est le suivant.

Le système présenté ici émet une impulsion à bande étroite de durée comprise entre 0,7 et 5 ms selon la hauteur d'eau (la durée émise augmentant avec la profondeur) à une fréquence centrale de 31 kHz. L'onde émise est sphérique et se propage dans la colonne d'eau à l'aplomb du navire. Lorsqu'elle rencontre le fond, un écho est renvoyé vers la surface. Après l'émission, le sondeur se met à l'écoute (chaque cycle émission-réception est appelé *ping*).

En émission, le sondeur présente une large ouverture transversale de manière à couvrir une fauchée aussi large que possible (150° pour l'EM300), et en réception, une ouverture étroite dans le plan horizontal de manière à définir des pieds de faisceaux aussi peu étendus que possible, et donc pour avoir une bonne sélectivité angulaire (1 à 4 ° suivant le mode du sondeur; 4° étant pour les configurations peu profondes).

Ce sont 135 faisceaux qui sont formés électroniquement. Chaque faisceau est affecté d'un angle prédéfini selon le mode du sondeur. Pour une hauteur d'eau donnée et un fond plat, il est alors aisé d'estimer la position des pieds de faisceau à condition de connaître le profil de célérité et les mouvement du navire (centrale d'attitude); cf. §1.2.1.

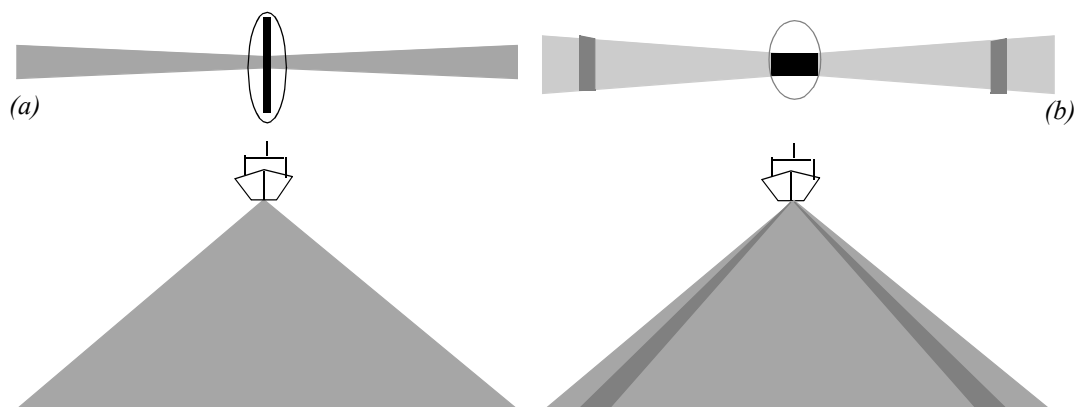


Figure 2.27 Géométrie des diagrammes d'antenne d'un sondeur multifaisceau; (a) en émission, (b) en réception.

Mesure de réflectivité

Le signal sonore est une impulsion sinusoïdale centrée sur $f_0 = 31,5$ kHz, de durée τ , de niveau moyen de 230 dB (Ref. 1 μ Pa à 1m). Il s'écrit sous la forme: $e(t) = \Pi_\tau \cos(2\pi f_0 t)$; avec Π_τ la fonction porte de durée τ .

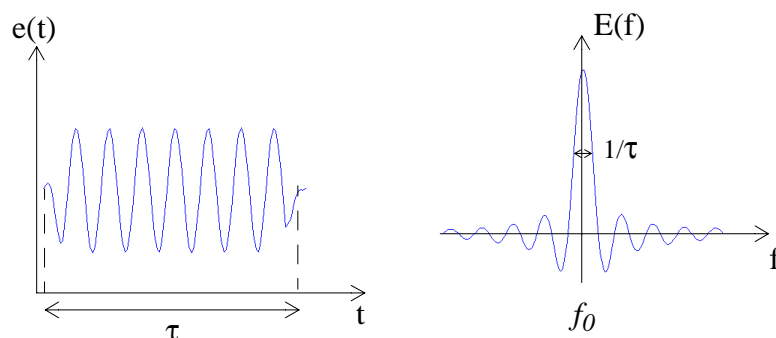


Figure 2.28 Signal (gauche) et spectre émis (droite) par un SMF.

Le signal reçu dans une direction particulière (correspondant à l'un des 135 faisceaux) subit un filtrage passe-bande, de largeur fréquentielle la plus proche possible de la largeur du spectre à -3 dB ($\sim 1/\tau$ Hz), une quadrature avant d'être intégré sur la durée du signal τ . C'est cette énergie, traduisant à la fois la nature du fond et la topographie locale qui est appelée réflectivité angulaire.

L'échantillonnage temporel des signaux est régulier (pour un mode donné), mais pas la distribution spatiale des échantillons. De même, l'aire de la surface intégrée par le sondeur va varier en fonction de l'angle. Ainsi la taille du pixel va dépendre, pour une profondeur donnée, de l'angle de dépointage: dans le sens longitudinal, sa longueur sera limitée par l'empreinte du faisceau, alors que c'est l'échantillonnage qui déterminera sa largeur dans le sens transversal; une analyse quantitative de ces caractéristiques sera menée au chapitre 5.

Le signal reçu va alors subir divers traitement de façon à être interprétable par les utilisateurs. En premier lieu, il s'agit «d'enlever» les pertes dues à la propagation de l'onde dans la colonne d'eau, puis celle liées à la taille du pixel. Suite à ces traitements, des études ([DUG97], [AUG98], [HEL98], [LEC04]) ont permis de développer des méthodes de correction permettant d'améliorer la qualité des images de réflectivité.

La grandeur qui est enregistrée par le sondeur est l'indice de rétrodiffusion, grandeur reliant l'énergie diffusée par une surface unité dans une direction donnée, à l'énergie incidente sur la même surface (cf. §2.4.2).

Mesure de bathymétrie:

Le temps d'arrivée des échos pour les 135 faisceaux prédéterminés permet de connaître la profondeur locale atteinte dans chaque direction, en tenant compte de réfraction dans la colonne d'eau (cf. §1.2), ainsi que son positionnement latéral. On obtient alors 135 sondes, réparties sur un couloir pouvant couvrir jusqu'à 7 fois la hauteur d'eau. C'est cette donnée qui est appelée bathymétrie. Pour plus d'informations relatives à la précision de cette mesure, le lecteur pourra se reporter à [LUR00].

A partir de ces deux types de données, on peut construire une carte d'imagerie et une carte bathymétrique [AUG94] en corrigeant les mouvements du bateau (prise en compte de la navigation et du positionnement). Une exemple de données de campagne en mer est donné sur la figure 2.29.

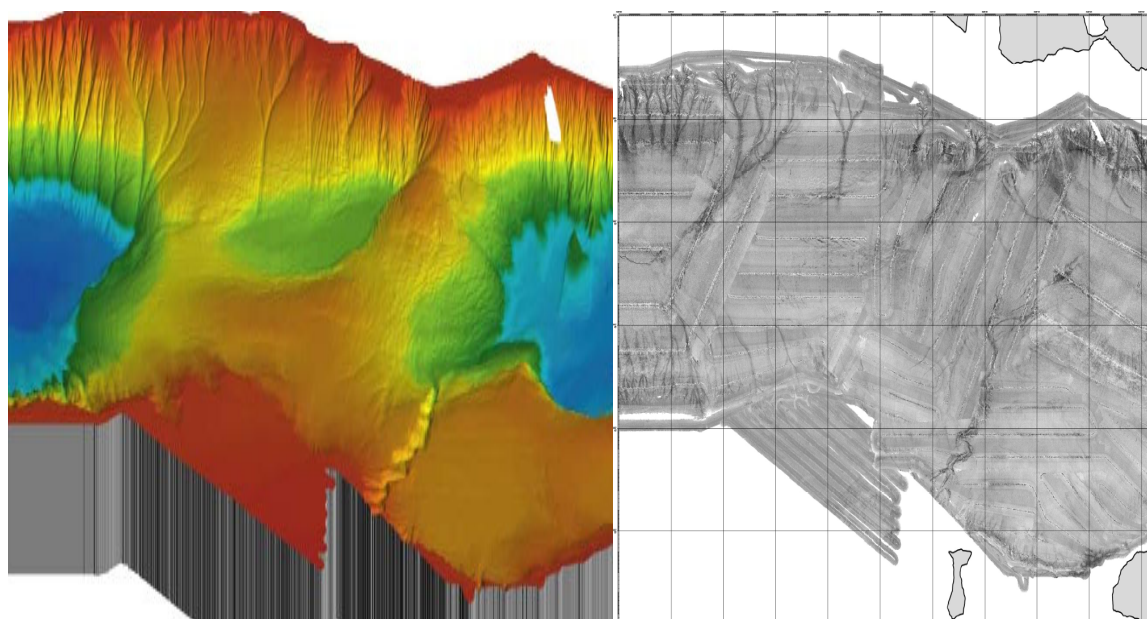


Figure 2.29 Bathymétrie et imagerie du bassin de Cinarcik (Turquie). Mission Marmara (Atlas Marmara).

Où il sera question de mettre en évidence la possibilité de mesurer l'effet de rugosité de surface par une étude expérimentale de la réflexion sur une interface rugueuse. L'étude, menée au laboratoire de Géosciences Rennes s'inscrit dans la continuité des travaux précédemment réalisés, en utilisant une technique reposant sur le concept de transformée en ondelettes.

Après une première phase de calibration, deux interfaces rugueuses (générées à partir d'une couche de billes de verre superposant un milieu homogène) seront étudiées. L'étude fréquentielle de l'énergie réfléchie permettra de mettre en évidence la faisabilité de la mesure en mer grâce au dimensionnement pertinent des expériences en cuve.

Chapitre 3

Dispositif expérimental et acquisition de données

Considérant l'effet de rugosité d'une interface sur l'amplitude d'une onde réfléchie sur cette discontinuité (chapitre 2) et profitant des méthodes développées et acquises par Géosciences Rennes¹ dans le domaine de l'analyse en ondelettes d'échos d'interfaces (voir par exemple Gautier [GAU02], Le Gonidec [LEG01], etc), une étude fréquentielle de la réflexion acoustique par une interface rugueuse (plaque de verre couverte de billes de verre) a été réalisée en laboratoire. Dans un premier temps, nous présenterons ce qui nous permet de réaliser cette expérimentation, la transposition du domaine fréquentiel ainsi que les moyens matériels. Puis la méthode d'analyse sera décrite, il ne s'agit pas de proposer une nouvelle méthode, mais d'utiliser celle développée par Géosciences, qui repose sur l'analyse en ondelettes; enfin, la comparaison théorie/expérience sera menée.

3.1 Pertinence et moyen de l'expérimentation en cuve

3.1.1 Changement d'échelle

Les données de sondeur de sédiments acquises en mer dans le cadre du projet Hydratech ont utilisé une modulation linéaire de fréquence comprise entre 1,8 et 5,2 kHz (soit une longueur d'onde comprise entre 28 et 83 cm pour une célérité dans l'eau de mer de 1500 m/s). La hauteur d'eau moyenne est de 1000 m, définissant ainsi une zone de Fresnel comprise entre 11 et 20 m de rayon. A l'échelle de cette zone de Fresnel, et pour être dans le domaine de validité du modèle de Eckart, la rugosité de surface aura une influence sur le champ cohérent réfléchi si elle présente une élévation moyenne σ de

1. Géosciences Rennes UMR 6118 CNRS - Campus de Beaulieu 35042 Rennes Cedex

l'ordre de quelques centimètres par rapport à une interface plane (cf. §1.4.3), définissant ainsi un rapport λ/σ de l'ordre de 10 pour les acquisitions en mer. Pour que le changement d'échelle soit pertinent, c'est à dire, respecte le domaine de validité du modèle, le rapport λ/σ des expérimentations en cuve doit être proche de celui de la configuration mer. C'est pourquoi, avec la famille de capteurs utilisés, dont les fréquences sont comprises entre 150 et 1120 kHz, l'interface devra présenter une rugosité de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres. Cette interface rugueuse sera obtenue en recouvrant une plaque de verre d'une fine couche de billes de verre.

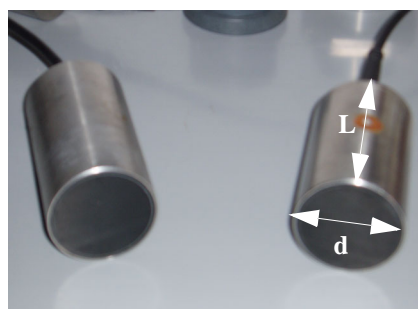
	Fréquence (kHz)	Longueur d'onde (cm)	$\langle \sigma \rangle$ (cm)	λ/σ
Mer	1,8 << 5,2	28 << 83	1 << 5	~ 10
Cuve	150 << 1120	0,13 << 1	$\sim 0,1$	~ 10

TABLE 2. Dimensionnement des expérimentations en cuve. Les longueurs d'ondes sont données pour l'eau comme milieu de propagation.

3.1.2 Le dispositif expérimental

L'étude fréquentielle de l'amplitude des ondes acoustiques réfléchies par une discontinuité rugueuse est réalisée en émettant une famille de signaux issus de 4 paires de transducteurs de fréquence centrale 250, 500, 750 et 1000 kHz, couvrant une plage fréquentielle de plus de deux octaves, et en enregistrant le signal réfléchi par l'interface. Les capteurs utilisés sont des transducteurs plans, directionnels en céramique piézoélectrique¹. On mesure donc une tension électrique, image de l'onde acoustique incidente sur la face du capteur. La méthode de génération des signaux acoustiques, basée sur le concept de déconvolution «pré-traitement» et qui sera présentée au paragraphe 3.3.1 permet de s'affranchir des sensibilités des capteurs.

1. Un matériau est dit piézoélectrique lorsqu'apparaissent des charges électriques sur ses faces en réponse à une pression mécanique. L'effet piézoélectrique inverse caractérise les mêmes matériaux qui se déforment sous l'effet d'un champ électrique. Cette déformation par pression mécanique entraîne un déplacement en sens opposé des ions positifs et négatifs du réseau cristallin et l'apparition de charges électriques sur les faces du cristal.



Capteur de fréquence de résonance 250 kHz:
d = 43 mm;
L = 71,5 mm.

Figure 3.1 Couple de capteurs (émetteur-récepteur) utilisé pour les expérimentations.

L'interface et les capteurs (un émetteur et un récepteur) sont placés dans un dispositif «mono-bloc» (figure 3.2) afin de respecter des critères de répétabilité, de stabilité et de facilité de manipulation, le tout étant entièrement plongé dans une cuve de 5m^3 . Ce dispositif comprend:

- une caisse rigide contenant l'interface étudiée, montée sur roulement à billes afin d'assurer la translation de la surface sous les capteurs fixes;
- un support à correcteur d'angle (3.2 droite) sur lequel sont positionnés les capteurs. De façon à satisfaire la relation de champ lointain¹ $D > d^2/4\lambda$ avec $d \approx 4\text{cm}$ la surface active du capteur et λ la longueur de l'onde incidente, la distance entre les capteurs et l'interface (suivant l'épaisseur de la discontinuité) devra être au minimum de 50cm . Cette distance permet d'assurer l'approximation d'onde plane incidente sur l'interface, ainsi que l'approximation d'un angle d'incidence nul (configuration de réflexion normale).

1. Le champ lointain est défini par la distance minimale entre la source et le point d'observation telle que les interférences entre les différentes contributions de la surfaces émettrice du capteur ne perturbent plus le champ acoustique. La frontière entre le champ proche (zone où les interférences destructives perturbent le champ) et le champ lointain est donnée par la distance de Fresnel.

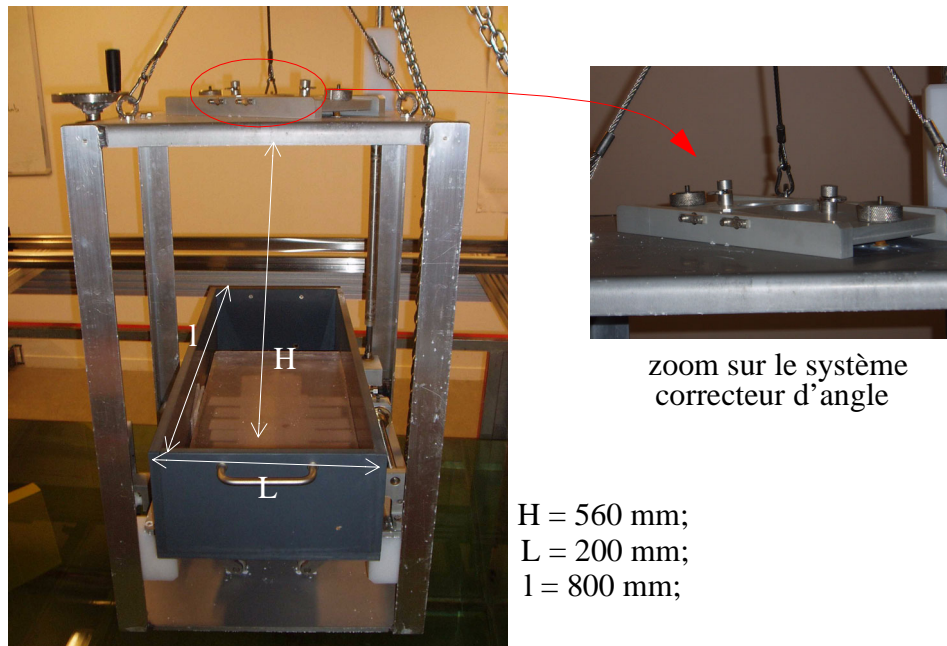


Figure 3.2 Bâtiment supportant la configuration «plaque de verre».

Dans un premier temps, l'interface est constituée d'une plaque de verre, homogène, de 25 mm d'épaisseur. Le choix de l'épaisseur a été conditionné par les longueurs d'ondes incidentes, cette épaisseur devant être supérieure à la plus grande demi-longueur d'onde de la famille incidente (18 mm pour un verre de célérité acoustique 5500 m/s) de manière à distinguer les échos provenant des réflexions sur les deux faces du verre. Cette première configuration permet d'établir la réflexion sur une interface plane.

Dans un second temps, à défaut de mouler une surface rugueuse à partir de la plaque de verre initiale, c'est en ajoutant une couche de billes de verre que la rugosité sera simulée. De plus, l'étude portant sur la modification du champ cohérent réfléchi par une interface rugueuse et de manière à ne pas engendrer de perturbations liées aux effets de volume, la couche de billes sera aussi fine que possible; idéalement, bien plus petite que la plus petite longueur d'onde ($\sim 3 \text{ mm}$ pour une célérité acoustique intermédiaire entre l'eau et le verre), et pratiquement, de quelques millimètres.

Deux diamètres de billes différents sont utilisés: l'un de 0,2 mm et l'autre compris entre 0,8 et 1,3 mm afin à simuler deux rugosités différentes.

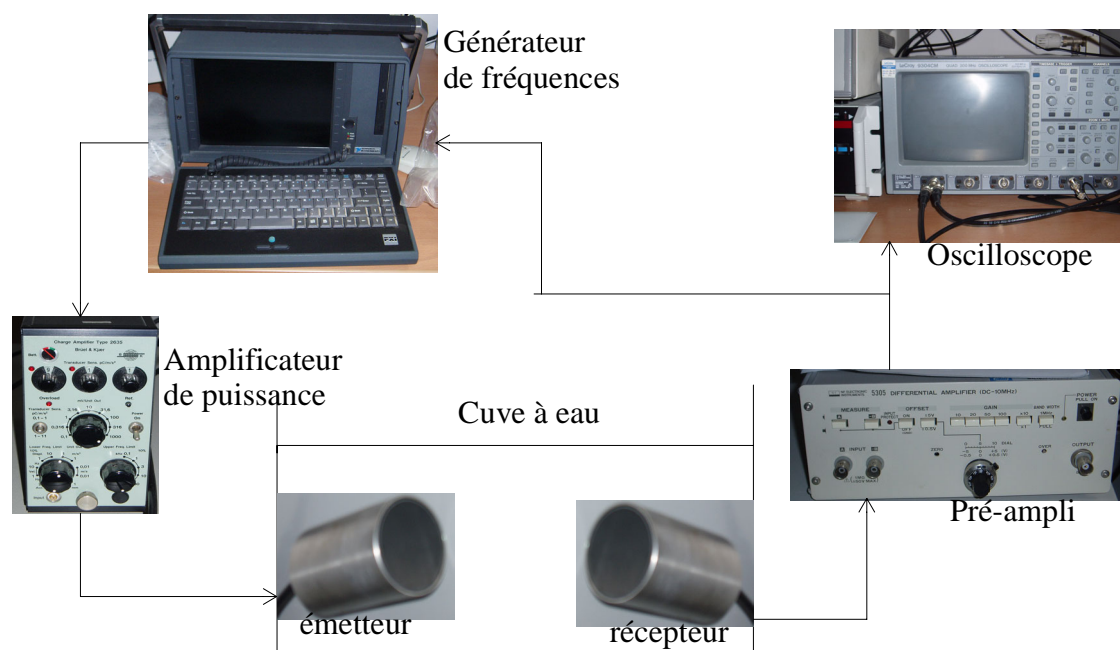


Figure 3.3 Chaîne instrumentale.

Le générateur de fréquences est une carte implémentée dans un système d'acquisition d'où sont réglés les différents paramètres de mesure à l'aide du logiciel *Labview*. Le signal source, généré numériquement par le logiciel (fréquence d'échantillonnage de 10 MHz), est converti en signal analogique, puis amplifié via un amplificateur de puissance, et transmis à l'émetteur. Le signal émis se propage dans l'eau, se réfléchit sur l'interface, et est reçu par le récepteur. Ce signal amplifié via le pré-amplificateur de charge est converti numériquement (fréquence d'échantillonnage de 50 MHz), et transmis au système d'acquisition. Comme pour la sensibilité des capteurs, la technique employée pour la génération des signaux (cf. §3.3.1) présente l'avantage de ne pas corriger les données des différents gains de la chaîne instrumentale.

3.2 Analyse d'interface par décomposition en ondelettes - Méthodologie

3.2.1 L'opération de transformation en ondelettes

L'analyse en ondelettes développée par Morlet [MOR83] au début des années 80, est une émanation de l'analyse de Fourier par tronçons. Les signaux non-stationnaires étant fréquents en géophysique, une grande partie de l'information utile est justement contenue dans ces non-stationnarités. En abandonnant toute notion de chronologie par projection du

signal analysé sur une famille d'ondes monochromatiques éternelles, la transformée de Fourier est mal adaptée à ce type de signaux. L'historique du problème remonte au développement des radars (~ deuxième guerre mondiale), avec le besoin de détecter de faibles signaux transitoires noyés dans du bruit. Une solution a été de calculer l'intercorrélacion du signal reçu avec le signal émis. Cependant, cette technique s'est avérée insuffisante pour l'étude précise de ces signaux. Gabor proposa alors une méthode plus générale qui consiste à faire une adaptation locale de la transformée de Fourier: le spectrogramme, ou une analyse de Fourier par tronçons du signal $s(t)$.

$$\wp[w, s](\nu, t) = \int_{-\infty}^{\infty} s(\tau) w(t - \tau) \exp[-2i\pi\nu(t - \tau)] d\tau$$

La fenêtre $w(t)$ permettant de prélever une portion de signal $s(t)$ est *a priori* quelconque, mais doit satisfaire au mieux le principe d'incertitude de Heisenberg¹. C'est pourquoi Gabor a retenu la gaussienne comme fenêtre d'analyse:

$$g_T(\nu, t) \equiv \exp\left[-\frac{\pi t^2}{T^2}\right] \exp[-2i\pi\nu t] \text{ où } T \text{ est la largeur de la fenêtre gaussienne.}$$

Ce fenêtrage induit une dépendance à la fois temporelle et fréquentielle du spectrogramme. Morlet [MOR83] propose alors une modification du spectrogramme en adaptant la durée de la fenêtre d'analyse T à la fréquence ν . Le signal est ainsi décomposé en une combinaison linéaire de fonctions élémentaires localisées en différents points de l'espace temps et de tailles différentes (contenu spectral). Les fonctions élémentaires sont toutes construites à l'aide d'une unique fonction mère, par dilatation et translation de celle-ci. L'introduction du paramètre de dilatation, permet, quelle que soit la constante de temps d'un changement brutal du signal, de localiser précisément cette rupture. Cette capacité d'adaptation de l'ondelette au signal lui donne son surnom de «microscope». Le «microscope» est en fait l'opération de convolution, et les grossissements sont les dilatations de la fenêtre analysante. Cet appareil permet d'analyser l'information sous différentes échelles.

Avec Grossmann [GRO84], [GRO86], Morlet donne un cadre rigoureux aux concepts de cette nouvelle décomposition espace-échelle. Ils démontrent notamment que pour que le signal initial $s(t)$ puisse être effectivement décomposé sous forme de combinaison linéaire des fonctions élémentaires construites à l'aide d'une unique fonction mère, il faut que cette fonction mère $\psi(t)$ présente quelques oscillations et donc ressemble à une ondelette.

La famille d'ondelettes s'obtient en appliquant à l'ondelette analysante $\psi(t)$ l'opérateur de dilatation D_a défini par

$$D_a \psi(t) \equiv \frac{1}{a} \psi\left(\frac{t}{a}\right) = \psi_a(t) \quad 3.1$$

1. Dualité temps-fréquence $\frac{1}{\delta t} \cdot \frac{1}{\delta \nu} \geq \frac{1}{4\pi}$

où $a > 0$ est le «grossissement du microscope», c'est à dire le facteur de dilatation. Il est inversement proportionnel à la fréquence: plus sa valeur est grande, plus l'ondelette est dilatée. L'ondelette est également traduite d'une quantité b («position du microscope») par application de l'opérateur T_b :

$$T_b \psi(t) \equiv \psi(t - b) \quad 3.2$$

La transformée en ondelette d'un signal $s(t)$, notée $W_\psi s(b, a)$ est définie par la convolution du signal avec l'ondelette analysante $\psi(t)$:

$$W_\psi s(b, a) = (\psi_a \otimes s)(b) \quad 3.3$$

où ψ_a est l'ondelette analysante dilatée d'un facteur a . Le produit de convolution (eq. 3.3) et les expressions des opérateurs de dilatation (eq. 3.1) et de translation (eq. 3.2), permettent d'établir l'expression de la transformée en ondelettes sous sa forme intégrale:

$$W_\psi s(b, a) = \frac{1}{a} \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) s(t) dt$$

où ψ^* représente le complexe conjugué de l'ondelette analysante.

En recombinaison linéairement toutes les ondelettes $\psi_{b,a}$ chacune pondérée par le coefficient en ondelettes qui lui est associé, on peut reconstruire le signal $s(t)$. La formule de reconstruction implique une condition d'admissibilité sur $\psi(t)$, traduisant le fait qu'elle présente suffisamment d'oscillations. Nous traduirons cette condition par le fait que $\psi(t)$ est à moyenne nulle, c'est à dire: $\int \psi(t) dt = 0$.

En terme de résolution temps-fréquence, puisque la largeur temporelle T de la fenêtre d'analyse dépend de la dilatation a selon la relation suivante $T = a\sqrt{\alpha}$, la résolution temporelle s'écrit $\delta t = a/(2\sqrt{\alpha\pi})$ et n'est pas constante dans le demi-plan¹ ($a > 0, t$). Ainsi, conformément au principe d'incertitude, la résolution fréquentielle varie également en fonction de la dilatation: $\delta \nu = 1/(2a) \cdot \sqrt{\alpha/\pi}$

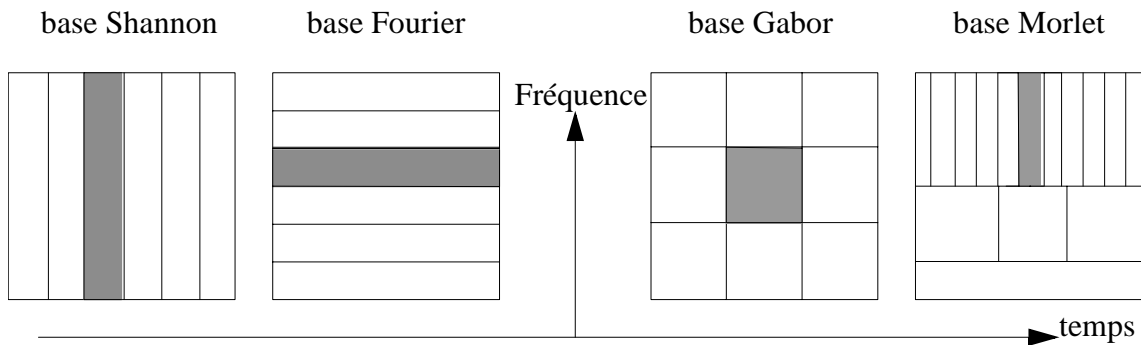


Figure 3.4 Représentation symbolique des différentes représentations d'un signal en termes de pavages du plan temps-fréquence: échantillonnage temporel (Shannon) ou fréquentiel (Fourier), maillage rectangulaire (Gabor) ou dyadique (ondelettes). Quelle que soit leur forme, l'aire des différentes cellules d'information (logon) est la même.

1. connu sous le nom de demi-plan de Poincaré

Sur la figure 3.5, nous avons représenté un signal à analyser $s(t)$ en bas, et la famille d'ondelettes analysante à gauche. Les coefficients d'ondelettes (au centre) correspondent à la corrélation du signal $s(t)$ avec des ondelettes, versions traduites et dilatées de l'ondelette mère unique $\psi(t)$. Ces coefficients évaluent la pertinence de l'utilisation de l'ondelette $\psi_{b,a}$ dans la description de $s(t)$.

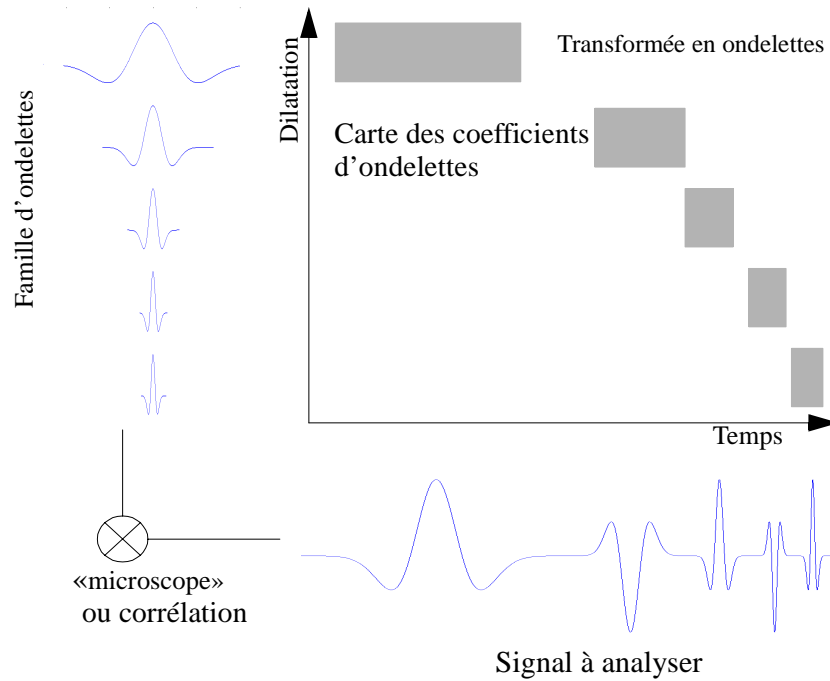


Figure 3.5 Représentation temps fréquence de la transformée en ondelette; carte de coefficients de corrélation correspondant au produit scalaire du signal à analyser avec différentes ondelettes, versions traduites et dilatées d'une ondelette mère unique

La condition d'admissibilité laisse beaucoup de liberté sur le choix de l'ondelette mère. Néanmoins, dans le cadre de l'analyse de discontinuités multi-échelles [ARN95], la classe d'ondelettes analysantes que constituent les dérivées successives de Gaussienne¹ est généralement utilisée. Ces fonctions présentent l'avantage d'être bien localisées à la fois dans l'espace direct et dans l'espace de Fourier (c'est d'ailleurs ce critère qui a orienté le choix de Gabor sur les fenêtres analysantes de type gaussienne).

3.2.2 Transformation en ondelettes et caractérisation d'une singularité

Mathématiquement, un comportement singulier en t_0 d'un signal $s(t)$ (généré par une perturbation locale) est généralement caractérisé par un exposant $\alpha(t_0)$ (*exposant de Hölder*) qui quantifie la «force» de cette singularité.

1. La dérivée seconde de Gaussienne est souvent utilisée, il s'agit du Ricker ou chapeau mexicain.

Cet exposant est défini comme le plus grand exposant α tel qu'il existe un polynôme P_n de degré $n < \alpha(t_0)$ et une constante $C > 0$ vérifiant:

$$|s(t) - P_n(t - t_0)| \leq C|t - t_0|^\alpha \text{ pour } t \rightarrow t_0 \quad 3.4$$

Si s est n fois continument dérivable au point t_0 , alors le développement en série de Taylor de s peut être utilisé comme polynôme P_n . Ainsi, plus l'exposant α est grand, plus la fonction s est régulière et inversement, plus sa valeur est petite, et plus la fonction est singulière en t_0 , ce qui quantifie bien la force de la singularité. En d'autres termes, α est l'exposant qui caractérise le premier terme singulier apparaissant dans le développement de Taylor de s en t_0 .

Dans le cas de dérivée n^{ieme} de gaussienne $\psi^{(n)}$, les moments jusqu'à l'ordre $n - 1$ sont nuls (condition d'admissibilité de l'ondelette analysante). Cela signifie que l'ondelette $\psi^{(n)}$ est orthogonale aux polynômes d'ordre strictement inférieurs à n . Ainsi, la transformation en ondelettes d'un tel polynôme est-elle identiquement nulle dans le plan espace-échelle (b, a) . Dans le cas d'un signal quelconque s , la transformée en ondelettes réalisée avec une ondelette d'ordre n , va «annuler» les n premiers termes de la série de Taylor de s au point t_0 considéré. On peut montrer [HOL89] [JAF89], que la transformée en ondelette de s se comporte comme:

- $|W_\psi s(t_0, a)| \sim a^\alpha$ si $\alpha < n$
- $|W_\psi s(t_0, a)| \sim a^n$ si $\alpha > n$

Il faudra donc toujours s'assurer que le choix de n (suffisamment grand) permet de mesurer α . En supposant cette condition réalisée, la transformation en ondelettes $W_\psi s(t_0, a)$ d'un signal $s(t)$ se comportera donc en a^α autour des zones où le signal est singulier. Ce résultat traduit effectivement que plus la singularité est «forte», c'est à dire plus α est grand, et plus la transformée en ondelettes est à décroissance rapide. A échelle a fixée, $W_\psi s(t_0, a)$ est localement maximale. On peut montrer que ces maxima sont organisés, lorsque a varie, en courbes connexes, appelées lignes d'extrema, et que chacune de ces courbes pointe vers la singularité du signal lorsque a tend vers 0. La pente de cette courbe, dans un diagramme log-log [HOL95], indique le degré de singularité, et donc la géométrie de la discontinuité [ALE96].

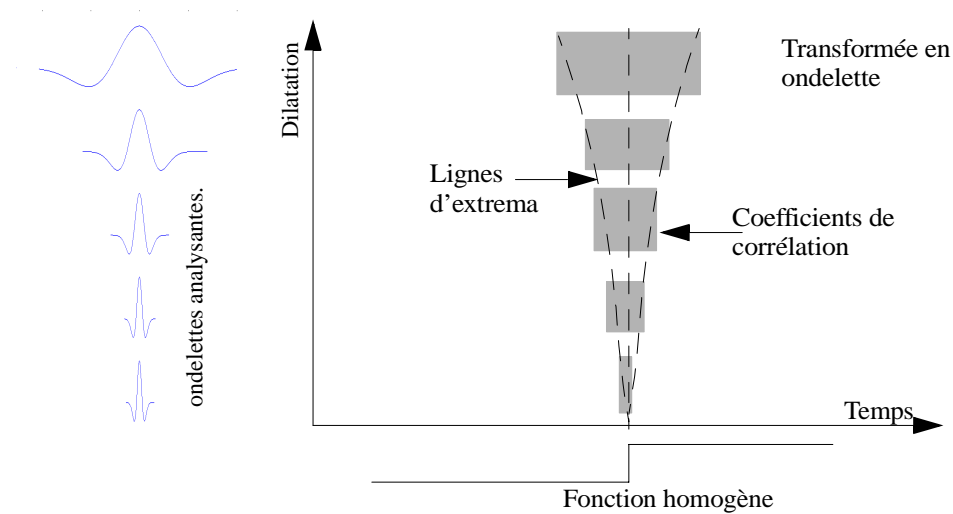


Figure 3.6 Représentation d'une singularité par transformée en ondelettes. Dans le cas de fonctions dites homogènes, la discontinuité est vue à toutes les échelles.

Chaque «pavé» gris de la figure 3.6 représente la corrélation du signal à analyser avec une ondelette. Cette fonction de corrélation comporte des extrema, qui, représentés pour l'ensemble des corrélations, donnent les lignes d'extrema.

Géologiquement, une singularité peut se définir par une discontinuité de lithologie. Cette discontinuité correspond à un dépôt sédimentaire différent (par sa nature) au dépôt précédent. La discontinuité agit alors comme un réflecteur pour les ondes acoustiques incidentes.

Yves Le Gonidec, dans sa thèse [LEG01], présente plusieurs exemples de discontinuités analysées par transformée en ondelettes. Citons, entre autre, le cas d'un milieu géologique constitué de deux couches semi-infinies de nature différentes dont le profil de vitesse peut être décrit par une fonction de Heaviside. L'analyse en ondelettes de ce profil montre alors que les lignes d'extrema convergent vers la discontinuité (figure 3.6). De plus, ces lignes sont caractérisées par une pente nulle dans le diagramme log-log, ce qui vérifie qu'il s'agit bien d'une discontinuité de type Heaviside.

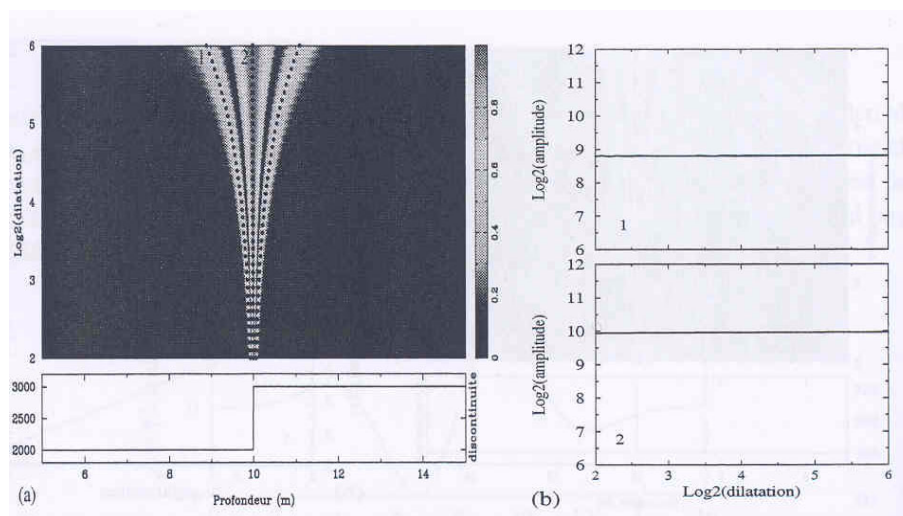


Figure 3.7 Transformée en ondelette d'une discontinuité de type Heaviside. D'après Le Gonidec [LEG01].

Enfin, le tableau ci-dessous rappelle les caractéristiques des principales discontinuités, lorsque l'ondelette analysante est un Ricker, c'est à dire, la pente des lignes d'extrema dans le diagramme log-log lorsque la discontinuité est analysée par une ondelette de type Ricker qui présente 3 extrema (dans le sens où sa dérivée s'annule en 3 points).

Type de discontinuité	Dirac	Heaviside	Rampe
Degré de singularité	-1	0	1
Nombre de lignes d'extrema	3	2	1

Tableau 3.1 : Degré de régularité et nombre de lignes d'extrema pour une singularité analysée par une ondelette type Ricker

Une singularité complexe est une discontinuité qui n'est pas vue de la même façon selon l'échelle à laquelle on l'observe (contrairement à la singularité homogène). Néanmoins, elle peut être décrite comme la superposition de singularités homogènes de tailles différentes et localisées en différents points. Ainsi, on montre que l'analyse en ondelette caractérise la structure complexe de la discontinuité. A grande dilatation, ce sont ses propriétés globales qui sont mises en évidence, alors qu'à faible dilatation, on peut observer sa structure interne. Ceci se traduit par un changement du nombre de lignes d'extrema dans le diagramme log-log de la transformée en ondelettes. Par exemple, la fonction «porte», selon la longueur d'onde incidente, sera analysée comme un dirac, si l'épaisseur inférieure à la résolution, et par deux rampes, si l'épaisseur est grande devant la longueur d'onde.

La fonction mathématique créneau, existe géologiquement dans le cas d'une couche sédimentaire d'épaisseur non nulle constituant l'interface entre deux milieux homogènes.

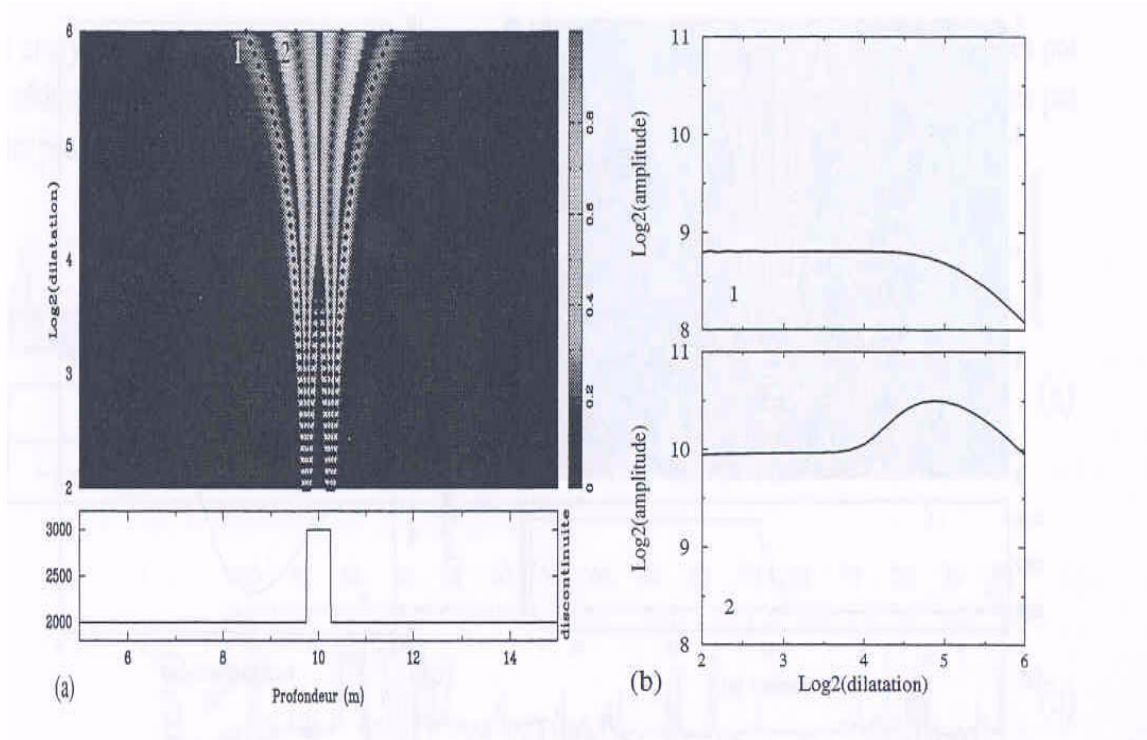


Figure 3.8 Transformée en ondelette d'une discontinuité de type créneau. D'après Le Gonidec [LEG01].

3.2.3 La réponse en ondelettes d'une interface

L'analyse par transformée en ondelettes d'un signal fait intervenir le produit de convolution de ce signal avec la famille d'ondelettes. De manière à étudier la réponse en ondelettes du champ acoustique réfléchi par une interface, il s'agit de remplacer l'opérateur numérique par l'opérateur de propagation dans le milieu étudié:

$$R_{\psi}^s(z, a) = (\psi_a \otimes \tilde{\Delta})(z) \quad 3.5$$

où $\tilde{\Delta}$ représente l'opérateur de propagation et est égal à $\frac{\partial^2}{\partial^2 z} - \frac{1}{v^2(z)} \cdot \frac{\partial^2}{\partial^2 t}$.

En négligeant les réflexions multiples (approximation de Born), et en appliquant le formalisme de l'acoustique géométrique, il vient que le champ d'onde réfléchi s'exprime comme le produit de convolution entre l'ondelette source $\psi_{b,a}(t)$ et la réflectivité du milieu $r(z)$:

$$R_{\psi}^s(z, a) = (\psi_a \otimes r)(z). \quad 3.6$$

En considérant un milieu de densité constante mais de célérité variable, il vient:

$$r(t) = \frac{1}{4} \frac{d}{dz} v[z(t)], \quad 3.7$$

et la réponse en ondelette s'écrit:

$$R_{\psi}v(b, a) = \left(\psi_a \otimes \frac{1}{4} \cdot \frac{d}{dz} v[z(t)] \right)(b). \quad 3.8$$

D'après l'équation précédente (eq. 3.8), la réponse en ondelettes du profil de vitesse est équivalente à la transformée en ondelettes de la dérivée première spatiale de ce même profil. Elles possèdent les mêmes propriétés, ce qui implique que l'étude des lignes d'extrema de la réponse en ondelettes permet de localiser et d'analyser la singularité.

Pour une présentation plus exhaustive, on renvoie à [LEG01], l'exposé de cette approche constituant son mémoire de thèse.

La transformation en ondelette permet d'avoir une approche multi fréquence de la réponse d'un milieu complexe à une excitation acoustique. C'est l'approche multi résolution qui nous intéresse dans cette démarche, en cherchant à caractériser la rugosité à partir de cette méthode appliquée à l'amplitude acoustique réfléchie par une interface rugueuse.

3.3 Caractérisation d'une interface rugueuse par réponse en ondelettes - réalisations expérimentales

Un des problèmes rencontrés lors de mesures acoustiques est la connaissance exacte du signal source: le signal acoustique émis est différent du signal électrique théorique du fait du passage au travers de la chaîne instrumentale. L'ensemble de cette chaîne agit sur le signal électrique par convolution et n'est généralement pas linéaire avec la fréquence. Classiquement, une mesure de la fonction de transfert de la chaîne est réalisée «à vide» (*ie* dans l'eau, en transmission) et en champ lointain, afin de connaître les compensations à appliquer au signal reçu en configuration mesure. L'estimation de la réponse impulsionnelle de l'interface sera d'autant plus précise que cette fonction de transfert est connue précisément. Le problème consistant à s'affranchir de la réponse instrumentale relève des méthodes dites de déconvolution. Généralement, les auteurs proposent des méthodes dont le principe de base reposent sur la construction d'un filtre inverse [PEA69] ou dans l'optimisation astucieuse de ces filtres [FOS68]. Néanmoins, ces méthodes sont sensibles aux instabilités numériques produites par le bruit des données.

Le choix de la méthode utilisée s'est porté sur un développement récent, basé sur une méthodologie de type «problème inverse» plutôt que sur la construction d'un filtre inverse adapté [CON03]. Elle consiste à déterminer, par utilisation d'un algorithme de recuit simulé, quel signal émettre de façon à ce que le signal mesuré en transmission, après passage dans la chaîne instrumentale (pré-amplificateur, convertisseurs analogique-numérique, transducteurs, etc...) soit égal au signal théorique.

3.3.1 Principe de la méthode

La méthode utilisée, implémentée par F. Conil durant sa thèse [CON03], est basée sur un algorithme de recuit simulé, dont le problème direct est calculé via le système physique réel en cuve acoustique. Cette méthode consiste à synthétiser le signal d'entrée de chaîne instrumentale $e(t)$ satisfaisant à des critères fixés concernant le signal de sortie $s(t)$ de façon à ce qu'il soit le plus proche possible du signal théorique $s_{th}(t)$ (minimisation de la fonction de coût). Cette minimisation se fait par rapport à des critères de formes, mais ni sur l'amplitude, ni sur la moyenne de l'ondelette. En effet, l'algorithme recherche le signal le plus proche du signal théorique, mais ne tient pas compte de son amplitude (maximale, et moyenne), ni de son retard temporel. C'est pourquoi, une fois la famille générée, il faut procéder à une phase de «calibration» des ondelettes.

3.3.2 Réalisation des signaux référence

La famille d'ondelettes analysantes est générée à partir d'une ondelette mère de type «ricker» (dérivée seconde de gaussienne plus ou moins dilatée suivant la fréquence centrale considérée). C'est une famille de 30 ondelettes (après sélection des signaux de meilleure qualité lorsqu'il y a recouvrement fréquentiel entre capteurs) dont les fréquences centrales sont comprises entre 150 et 1120 kHz qui est construite (pour satisfaire un rapport λ/σ de l'ordre de 10 avec la modélisation de la rugosité présentée précédemment). Les ondelettes sont générées «à vide», c'est à dire en configuration transmission dans l'eau (fig. 3.9). Pour chaque fréquence centrale du ricker (donc pour chaque dilatation de l'ondelette), l'algorithme est lancé afin de prendre en compte les variations éventuelles de sensibilités (S_v , S_h) propre à chaque capteur et à chaque gamme de fréquence. L'algorithme de recuit simulé itère, en modifiant le signal émis par l'émetteur E, $S_a(t)$, jusqu'à ce que la différence entre l'ondelette théorique $\psi_{th}(t)$ et le signal mesuré au niveau du récepteur R, $\psi_r(t)$, satisfasse aux critères de convergence (minimum de la fonction de coût, calculée sur l'intercorrélation émis-théorique, de manière à ne pas prendre en compte le déphasage lié à la chaîne instrumentale). C'est ainsi une famille de 30 ricker, qui se propage dans l'eau. Leur modification (en amplitude et fréquentielle) ne sera due qu'à la convolution avec la réponse impulsionnelle du milieu étudié.

Il faut remarquer enfin, que puisque la génération de la famille de référence se fait dans l'eau, de manière à inclure dans la fonction de transfert les effets de l'atténuation et de divergence sphérique (non négligeables à ces fréquences), la distance parcourue par l'onde ($d_{\text{émetteur-récepteur}}$) devra être conservée pour l'étude de la réflexion. Le signal émis, obtenu après recuit, tient compte de la propagation dans l'eau, c'est pourquoi la distance émetteur-interface-récepteur devra être identique à la distance $d_{\text{émetteur-récepteur}}$.

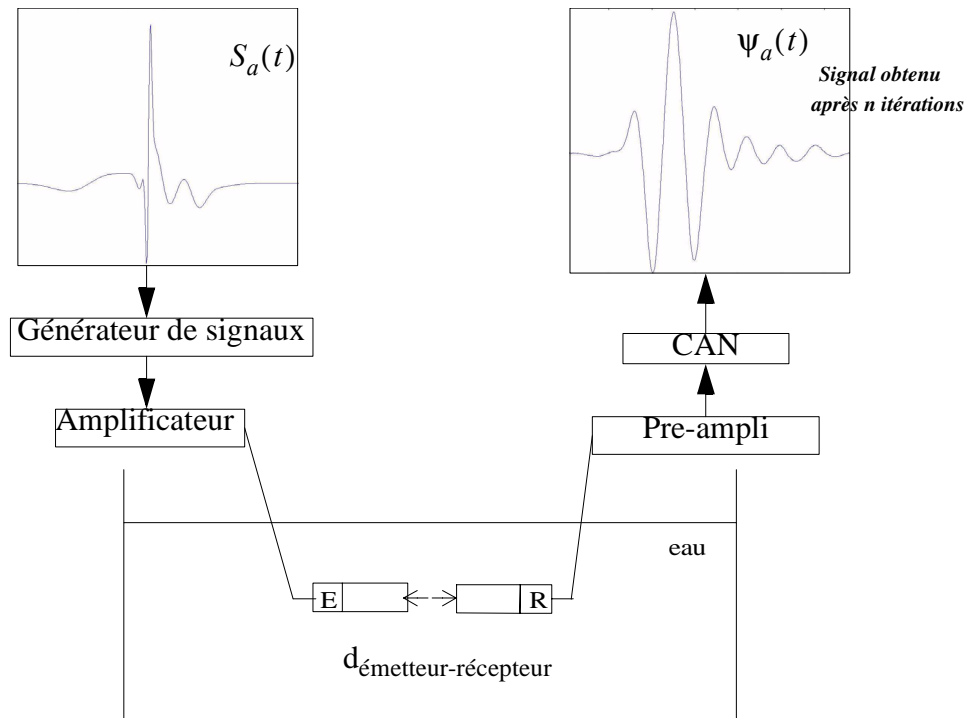


Figure 3.9 Pour que le signal reçu soit l'ondelette souhaitée $\Psi_a(t)$, il faut émettre un signal particulier $S_a(t)$, qui, modifié par la chaîne instrumentale, minimise l'écart avec cette ondelette.

A partir de ces ondelettes sources, la première expérimentation consiste à étudier la réflexion sur une plaque de verre. Il s'agit de positionner une plaque de verre lisse, de 25 mm d'épaisseur au fond de la caisse ($d_{\text{émetteur-récepteur}}/2$), et d'enregistrer les signaux réfléchis par cette interface. Cette expérimentation permet d'établir une famille de référence en réflexion, pour laquelle les signaux sont tous de même amplitude, et de même temps d'arrivée; en effet, les ondelettes réfléchies sont normées, à moyenne nulle (pour satisfaire la condition d'admissibilité de la transformée en ondelettes) puis recalées temporellement grâce à un algorithme d'alignement sur le maximum de l'ondelette. Ainsi, toute modification d'amplitude, ou de déphasage de la réponse en ondelettes de l'interface rugueuse ne pourra être attribuée qu'à l'effet de surface.

Bien que normée, les différents gains (implicitement les facteurs de normalisation) sont conservés afin d'assurer la linéarité de la chaîne pour les expériences à réaliser. C'est cette famille qui sera considérée comme la famille des signaux de référence.

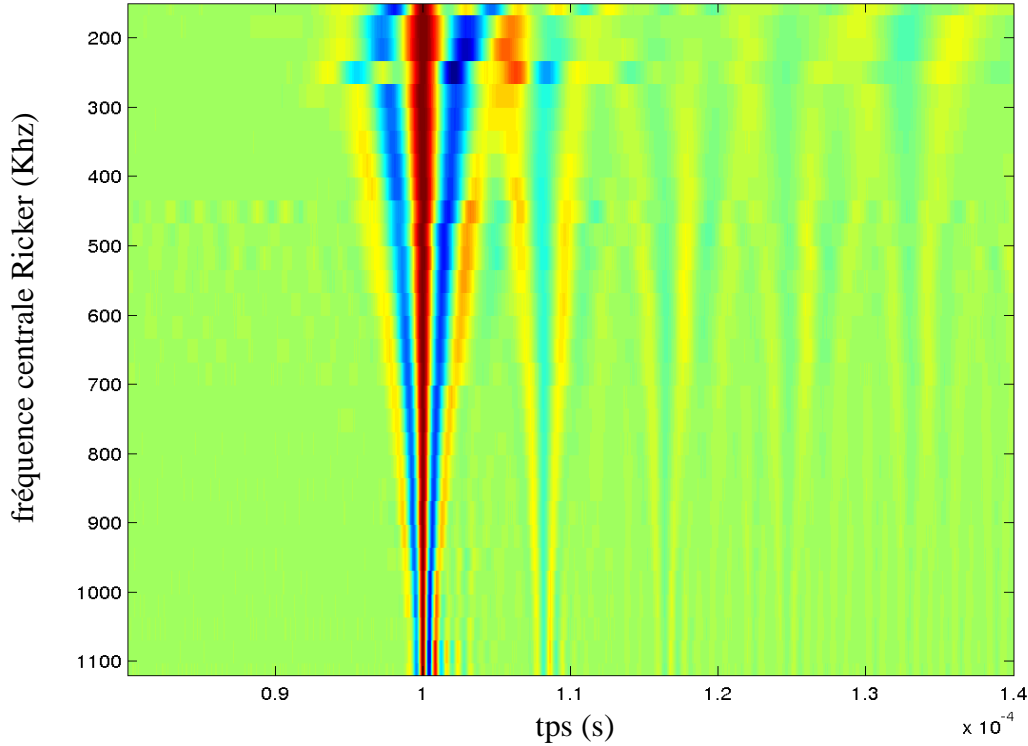


Figure 3.10 Réponse en ondelettes de référence normalisée, recalée, obtenue en réflexion normale sur une plaque de verre lisse.

Cette famille d'ondelettes de référence constitue une sorte d'étalonnage des signaux qui seront utilisés par la suite, les réglages de position des capteurs (focalisation) effectués à partir des ondelettes de cette famille ne devront pas être modifiés (les signaux de référence seraient alors distordus).

Le choix de la famille en réflexion comme famille de référence permet de s'affranchir d'une part du positionnement des capteurs et de la distance parcourue dans l'eau, et d'autre part des variations d'énergie réfléchie sur la plaque de verre dues aux fréquences de résonances.

La figure 3.10 montre une série d'échos sur la réponse en ondelettes. A partir de la fréquence d'échantillonnage (50 MHz) et de l'épaisseur de la plaque (25 mm), la célérité dans le verre est estimée pour vérifier que ces rebonds sont les réflexions multiples sur les faces intérieures de la plaque. La célérité est estimée à partir des ondelettes hautes fréquences, de manière à ce que les échos sur les deux faces de la plaque de verre soient au mieux discriminés. Aucune mesure de la vitesse dans cette plaque de verre n'a été faite (ni au préalable de ces expérimentations, ni par le fournisseur), néanmoins, la célérité acoustique dans ce type de verre est couramment comprise entre 5000 et 6000 m/s, mais cette estimation n'est pas suffisante. On estime alors:

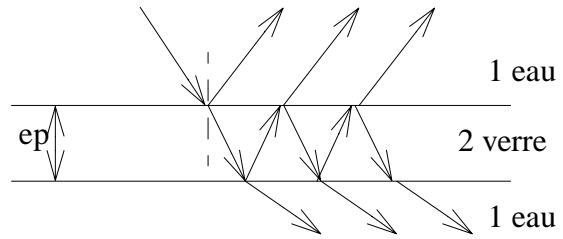
$$c_{\text{verre}} = \frac{2ep_{\text{verre}}}{dt} = \frac{50 \times 10^{-3}}{8,42 \times 10^{-6}} = 5938 \pm 7 \text{ m/s};$$

Il apparaît qu'à faible dilatation, soit pour des ondelettes basse fréquence, le recalage ne semble pas suffisant. Analysons plus précisément à ce qui se passe à cette fréquence. Lorsque l'ondelette arrive sur la face supérieure de la plaque, elle se réfléchit en partie. L'autre partie de l'onde acoustique est transmise dans la plaque, et à l'interface verre-eau, elle se réfléchit de nouveau, mais en opposition de phase. Sous certaines conditions (relation entre la longueur d'onde incidente et l'épaisseur de la plaque), il y a interférence entre ces deux ondes (l'onde transmise à l'interface eau-verre, avec l'onde réfléchi à l'interface verre-eau). Il y aura interférence destructive lorsque la condition d'anti-résonance sera vérifiée. Cette condition apparaît en écrivant le coefficient de réflexion V d'une onde incidente caractérisée par son nombre d'onde k , sur une couche mince d'épaisseur ep [BRE82]:

$$V = \frac{V_{21}(1 - \cos(2k \cdot ep))}{1 - V_{21}^2 \cos(2k \cdot ep)} \text{ avec}$$

$$V_{21} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} > 0 \text{ dans le cas de l'interface}$$

eau verre



L'anti-résonance s'exprime mathématiquement par $\cos[2k \cdot ep] = 1$, Connaissant l'épaisseur de la plaque, et après avoir déterminé la célérité du verre, l'expression des fréquences donnant lieu à des interférences destructrices au sein de cette plaque est donnée par: $f_{res} = \frac{p}{2 \cdot ep} c_{verre} = 122240 \cdot p$ où p est un entier.

La fréquence fondamentale est ainsi donnée pour 122,24 KHz, fréquence n'appartenant pas à notre famille, donc non émise. En revanche, la «première» interférence destructrice apparaît pour une fréquence de 244 KHz, ce qui correspond, sur la réponse en ondelettes, à la première fréquence où se distinguent les deux interfaces de la plaque. En dessous de cette fréquence, l'ondelette «voit» l'interface comme un demi-espace infini homogène [LEG01].

Considérant la réponse en ondelettes sur une surface plane, ainsi que sa distribution d'énergie comme des données du problème, toute modification de la réponse d'une interface rugueuse s'expliquera par l'effet de relief de cette surface. C'est pourquoi nous allons recouvrir la plaque de verre d'une fine couche (devant la longueur d'onde incidente) de billes (également de verre), de diamètre connu, afin de constituer notre interface rugueuse.

3.3.3 Réponse en ondelettes d'une interface rugueuse - Résultats

Pour s'intéresser à l'effet de la rugosité de l'interface sur l'onde réfléchi en fonction de la fréquence de l'ondelette émise, nous allons suivre un protocole identique à celui mené lors de la réflexion sur la plaque de verre: les mesures sont faites en émettant les mêmes signaux.

La face supérieure de la plaque de verre est recouverte d'une couche de billes de verre géométriquement calibrées (cf. §3.1.2). De manière à simuler deux effets de rugosité différents, deux diamètres de billes seront utilisés. Les dimensions sont présentées dans le tableau 3. Les premières billes (configuration nommée *psep2* par la suite) auront un diamètre de $\phi = 0,2$ mm, les secondes (*gsep2*) un diamètre ϕ compris entre 0,8 et 1,3 mm.

De manière à ne pas générer d'effets dus à un macro-relief (chapitre 2), la surface de billes est tamisée, mais pas trop non plus (pour ne pas former de réseau cristallin et générer ainsi une diffraction de Bragg [THO93]). Cet arrangement de billes permet de faire l'hypothèse que la rugosité présentera la même distribution sur toute la surface.

L'expérience consiste maintenant à déplacer l'interface sous les capteurs, de manière à simuler n réalisations de la rugosité, et à enregistrer le signal réfléchi le long du profil. Ce déplacement se fait de façon totalement aléatoire (mais pas brutalement, pour ne pas secouer les billes, ce qui les rangerait en réseau). Les signaux enregistrés en chaque point (50 insonifications par profil), à la fréquence de 50 MHz contiennent 10000 échantillons. A la fin de chaque profil, la moyenne des différents points de mesure le long du profil est également calculée puis enregistrée (le «stack», sommation qui présente l'intérêt d'augmenter le rapport signal sur bruit).

	Configuration <i>gsep2</i>	Configuration <i>psep2</i>
ep/λ	$0,3 < < 2,3$	$0,3 < < 2,3$
λ/ϕ	$1,3 < < 10$	$6,5 < < 50$

TABLE 3. résumé des configurations expérimentales et intitulés des expériences

Recalage en temps des données:

Contrairement à la plaque de verre, les interfaces sont rugueuses. La rugosité perturbe l'ondelette réfléchie, et le recalage sur le maximum de l'amplitude n'est pas forcément pertinent. De ce fait, le recalage des ondelettes se fera après intercorrélation avec l'ondelette de référence de même fréquence, recalée. Le maximum de la fonction d'intercorrélation permet de connaître l'intervalle de temps dont il est nécessaire de décaler la trace pour la recentrer.

Analyse de la réponse en ondelettes:

La figure 3.11 présente les réponses en ondelettes normalisées de la moyenne des signaux le long du profil pour les deux configurations d'expérience pré-citées. Ces réponses ont une structure plus complexe que la famille de référence, notamment aux basses fréquences. Cette complexité résulte de la réflexion sur la plaque de verre, qui apparaît clairement, en dépit du fait qu'elle soit chargée par la couche de billes; le phénomène de résonance précédemment décrit perturbe l'analyse des lignes d'extrema puisque les deux contributions (rugosité et couche mince) se mélangent. C'est pourquoi le suivi des minima de la transformation en ondelettes ne permet pas de quantifier l'effet de la rugosité sur le champ acoustique cohérent.

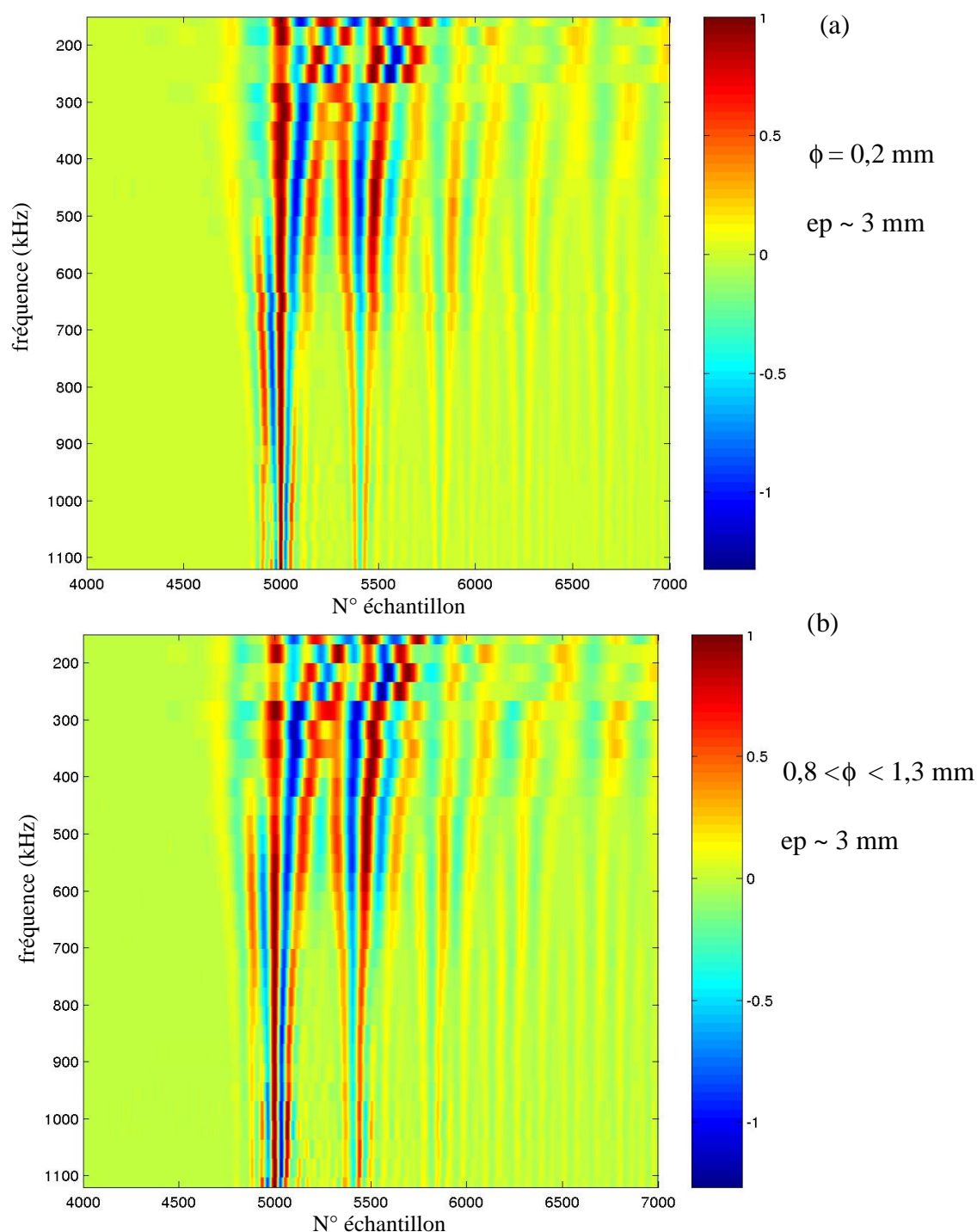


Figure 3.11 Réponse en ondelettes normalisées, mesurées pour les configurations psep2 (a) et gsep2 (b)

La complexité de la réponse en ondelettes, attribuée au changement d'interface, c'est à dire à la rugosité, est observée préférentiellement aux petites dilatations, c'est à dire aux hautes fréquences. En effet, à partir de 500 kHz pour les petites billes, et 400 kHz pour les grosses, apparaît une ligne d'extrema supplémentaire caractéristique de la couche de billes. Le Gonidec [LEG01], par son étude multi fréquence de la réponse d'un milieu

complexe, montre que tant que $\lambda/\phi > \pi$, le milieu est encore perçu par l'onde comme un milieu homogène, puis jusqu'à $\pi/2$, le phénomène de diffusion perturbe quelque peu le champ cohérent. Ces résultats permettent de supporter l'hypothèse de départ, à savoir que l'interface étudiée peut être assimilée à une interface rugueuse séparant deux milieux homogènes.

Enfin, l'effet de la résonance dans le verre étant trop présent pour suivre les lignes d'extrema, nous choisissons de travailler plutôt avec l'énergie des réponses en ondelettes.

3.3.4 Analyse de l'énergie moyenne et de la moyenne des énergies

On cherche à mettre en évidence l'effet de la rugosité de l'interface sur l'amplitude des ondes réfléchies sur cette interface. Ne pouvant pas utiliser de manière pertinente les lignes d'extrema du fait de la résonance dans la couche de verre, le choix a été fait d'étudier l'énergie reçue par chaque capteur, que l'on se propose de corriger de celle reçue dans la configuration «verre lisse» en définissant un coefficient de réflexion relatif.

Pour chaque configuration, des données ont été acquises en différents points de l'interface (une cinquantaine, aléatoirement répartis le long du profil), et la moyenne le long du profil de ces échantillons a été enregistrée (améliore le rapport signal à bruit). Le calcul de l'énergie moyenne consiste à calculer l'énergie du stack résultant pour chaque fréquence, et celui de la moyenne des énergies consiste à calculer l'énergie pour chacune des ondelettes réfléchies et à moyenniser par fréquence. L'énergie de l'enveloppe de chaque signal est donc calculée. La normalisation se fait par rapport à la famille d'ondelettes réfléchies sur la plaque de verre de façon à se ramener à une même famille. La normalisation par rapport à cette ondelette de référence présente l'intérêt d'assimiler la couche de bille à une perturbation de l'interface de la plaque de verre, puisque les coefficients de normalisation contiennent les variations d'amplitude émise, mais surtout les résonances à l'intérieur du verre.

Analyse de l'énergie moyenne

La sommation le long d'un profil pour une même ondelette émise est enregistrée. Le résultat de ce moyennage spatial (il s'agit d'une sommation des ondes réfléchies en différents points de la surface insonifiée) est mis à moyenne nulle. Cette quantité présente une réalité physique si on s'arrange pour que la disposition des billes de verre sur l'interface soit homogène (pas de macro-relief), mais pas trop (pas de réseau). Le traitement appliqué aux données est le suivant:

- mise à moyenne nulle pour chaque fréquence.
- calcul de l'énergie reçue totale de l'ondelette moyennée: $E_{\psi} = \frac{1}{N} \sum A_i^2$ où N est le nombre d'échantillons et A_i sont les amplitudes des échantillons de l'ondelette.

- correction de la réflexion sur la plaque de verre lisse, en soustrayant (en dB) l'énergie réfléchie à l'interface eau-verre (onde directe avec ses multiples); en effet selon le modèle de Eckart (chapitre 2), le coefficient de réflexion (en décibels) sur une interface rugueuse s'écrit: $\Re_{dB} = V_{dB} + \Im_{dB}$ où V_{dB} représente l'énergie réfléchie par la surface lisse (en dB) et \Im_{dB} , la contribution énergétique de la rugosité (en dB).

La correction revient à estimer \Im_{dB} à partir de l'énergie reçue dans la configuration «billes sur plaque». Elle ne peut se faire qu'en considérant qu'il s'agit d'une interface initialement plane, modifiée par un effet de rugosité. Puisque la transformée en ondelette, dans les configurations *psep2* et *gsep2*, ne discrimine pas la couche de billes comme une couche à part entière (étude des lignes d'extrema), on fait l'hypothèse que la couche de billes ne fait que modifier la rugosité de l'interface, mais pas l'impédance de la couche.

Le calcul s'effectue pour chacune des fréquences correspondant à une ondelette de référence. Il est réalisé pour les configurations petites (*psep2*) et grosses billes (*gsep2*). Les courbes sont présentées sur la figure 3.12.

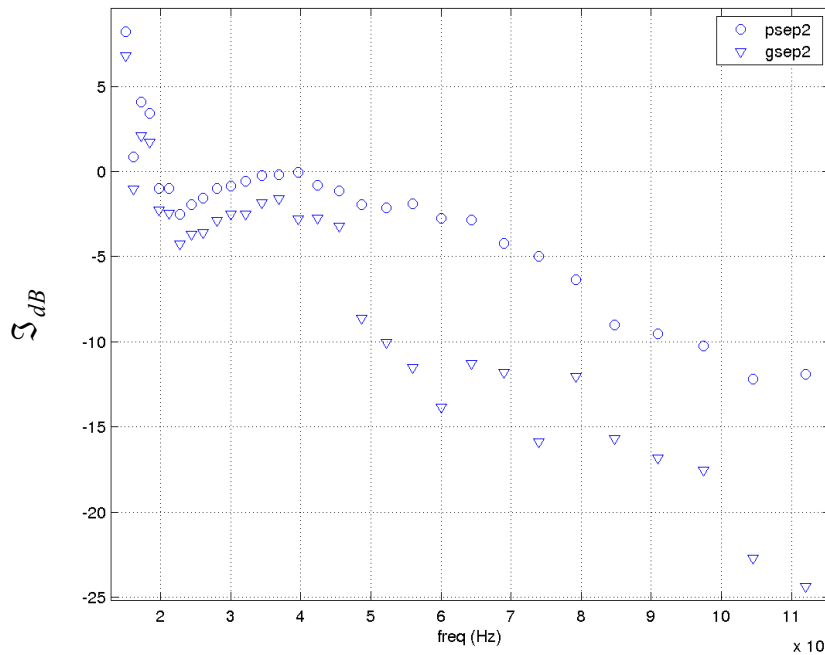


Figure 3.12 Evolution de l'énergie moyenne réfléchie sur une interface rugueuse corrigée de la réflexion sur l'interface eau-verre lisse, en fonction de la fréquence, pour deux tailles de billes différentes.

Pour les deux tailles de billes considérées, l'énergie décroît avec la fréquence. L'amplitude d'une onde plane est modifiée par l'effet de rugosité, de telle sorte que cette amplitude est décroissante exponentiellement en fonction du rapport entre la longueur d'onde incidente et la rugosité de la surface insonifiée ([ECK53]. Rappelons que si l'interface rugueuse est considérée comme un ensemble de sources secondaires,

l'influence du rapport rugosité σ sur longueur d'onde λ se traduit en terme de déphasage entre les ondes réémises par la discontinuité: $\Delta\varphi \sim \frac{\sigma}{\lambda}$. Cette relation montre qu'à rugosité constante, plus la longueur d'onde diminue, plus ce déphasage augmente ce qui a pour effet d'augmenter les interférences destructives, et donc une diminution de l'énergie cohérente réfléchie.

En comparant les deux courbes, obtenues pour deux diamètres de billes différents, on constate que leur pente moyenne différent; pour les grosses billes, la pente est plus marquée que dans le cas des petites billes. Si on reprend l'expression du déphasage, à longueur d'onde constante, le déphasage augmente avec la rugosité, impliquant une diminution du niveau réfléchi.

En terme d'amplitude, cette décroissance du niveau réfléchi associé au déphasage est modélisée par le paramètre de Rayleigh (présenté au chapitre 2.):

$$\mathfrak{R} = V \exp(-2k^2\sigma^2) \quad 3.9$$

D'après l'hypothèse initiale, confortée par l'étude des lignes d'extrema effectuée par Le Gonidec, les variations d'amplitude ne sont dues qu'à la rugosité. C'est pourquoi, elle peut être estimée en calculant la pente des courbes de la figure 3.12 dans le repère semi-logarithmique. La correction de l'énergie réfléchie par la plaque de verre permet de s'affranchir du contraste d'impédance.

Pour chacune des deux courbes, la pente et l'offset par rapport au contraste d'impédance sont estimés par une méthode d'ajustement (simplex) du modèle de Eckart [ECK53], selon l'expression 3.9. Le modèle associé aux mesures est ainsi déterminé.

L'écart-type de la mesure de rugosité est ensuite estimé par rapport à ce modèle; pour chacun des points de la courbe, en inversant l'expression 3.9, une valeur de σ est obtenue. L'écart-type caractérise l'écart entre cette valeur et celle obtenue après ajustement. Les résultats sont présentés sur la figure 3.13. Les courbes en trait plein sont les courbes modélisées à partir des données expérimentales de l'énergie reçue corrigée de la réflexion sur le verre (ronds pour les petites billes, et triangles pour les grosses).

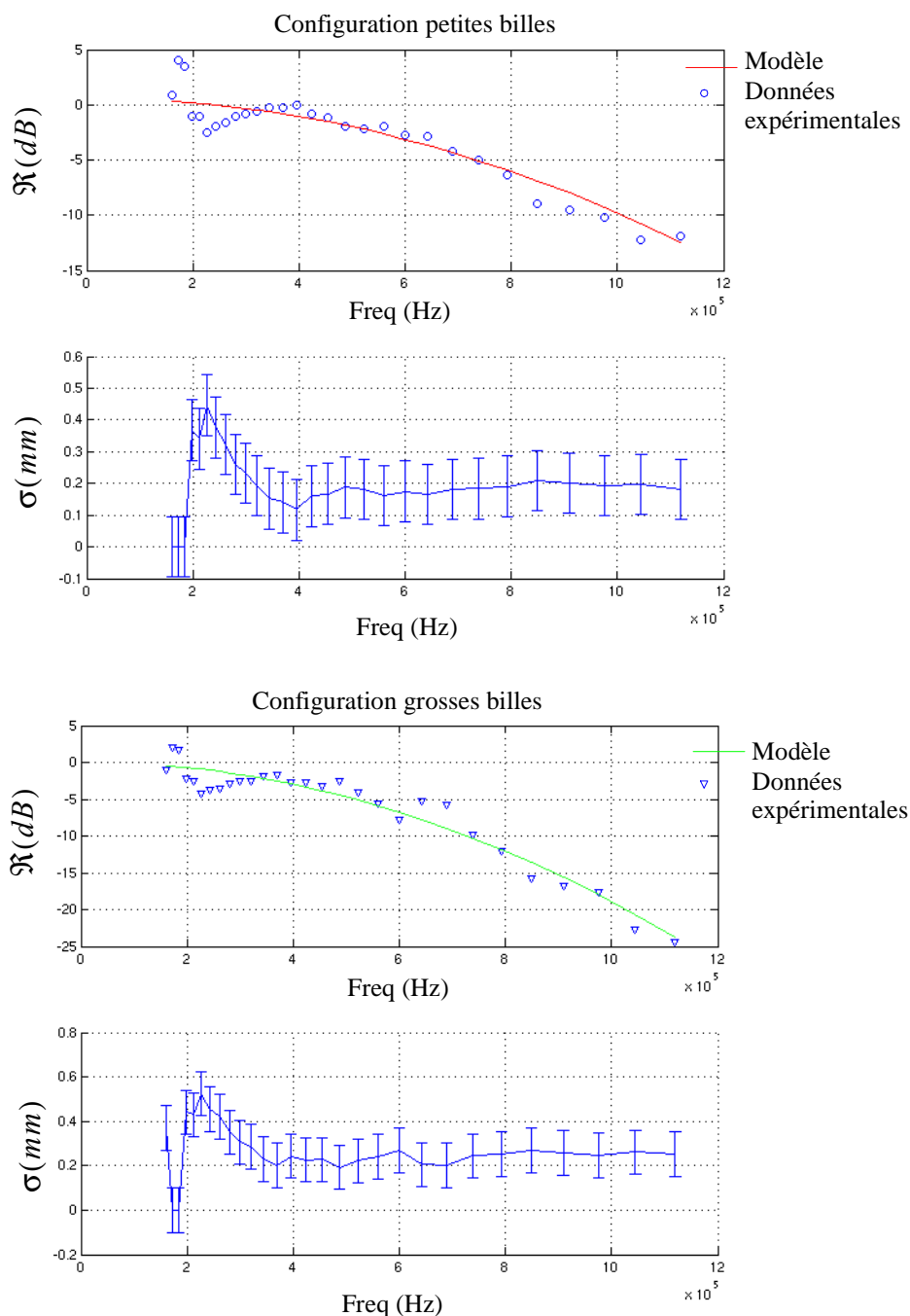


Figure 3.13 Estimation de la rugosité à partir de la mesure de l'énergie réfléchie sur une interface rugueuse, pour deux diamètres de billes différents.

Le calcul conduit à une rugosité estimée de $0,184 \text{ mm} \pm 0,09 \text{ mm}$, pour une diamètre de billes de $0,2 \text{ mm}$, et à $0,249 \text{ mm} \pm 0,09 \text{ mm}$ pour les billes de diamètre compris entre $0,8$ et $1,3 \text{ mm}$.

Concernant les sédiments marins, Shepard [She54] a proposé une classification granulométrique (chapitre 1), à partir de cette classification les auteurs ([HAM 72], [HAM76], [HAM82]) ont décrits des classes de sédiments (sable, vase sableuse, sable boueux, etc...). Alors qu'il est couramment admis (et vérifié expérimentalement [JAC96],

[POU92]) qu'il existe une corrélation entre le type de sédiments (taille de grain, porosité), et ses propriétés acoustique (densité, célérité, atténuation) ce n'est pas aussi clair en ce qui concerne la rugosité. Il paraît déraisonnable d'attribuer systématiquement une rugosité à une classe sédimentaire. Néanmoins, on imagine plutôt bien que plus les grains seront gros (pour une porosité identique) et plus la rugosité apparente sera élevée.

Parmi les configurations géoacoustiques utilisés en problème inverses de rétrodiffusion (un exemple pourra être consulté dans [LUR02]), le passage de la classe granulométrique «Fine Sand» (représentant nos petites billes) à la classe «Coarse Sand» (grosses billes) est associé à une variation de rugosité de 33%. Il ne s'agit pas là d'une rugosité intrinsèque à la taille des grains, mais d'un micro-relief résultant de l'agencement de ces grains (fonction de leur compaction, de leur taille, etc...). Pour cette étude, il a été précisé que les grains ne devaient pas être «bien rangés», de manière à éviter la formation d'un réseau de Bragg, la rugosité mesurée serait donc plutôt l'effet de l'arrangement des billes dans la caisse.

Les estimations de rugosité conduisent à une variation de 26% de la rugosité pour le passage des petites billes aux plus grosses. Les effets de la variation sont montrés sur la figure 3.14, où sont représentés les données expérimentales pour les deux diamètres de billes, ainsi que les modèles associés. Cette figure montre clairement que plus le diamètre des billes augmente, plus la pente de la courbe est accentuée.

La sous-évaluation (d'une part par rapport à l'effet de rugosité des sédiments marins, et d'autre part par rapport à la variation de la taille des billes) pourrait provenir des données utilisées, issues d'un moyennage spatiale. C'est pourquoi, nous proposons de nous intéresser à présent à chaque profil séparément.

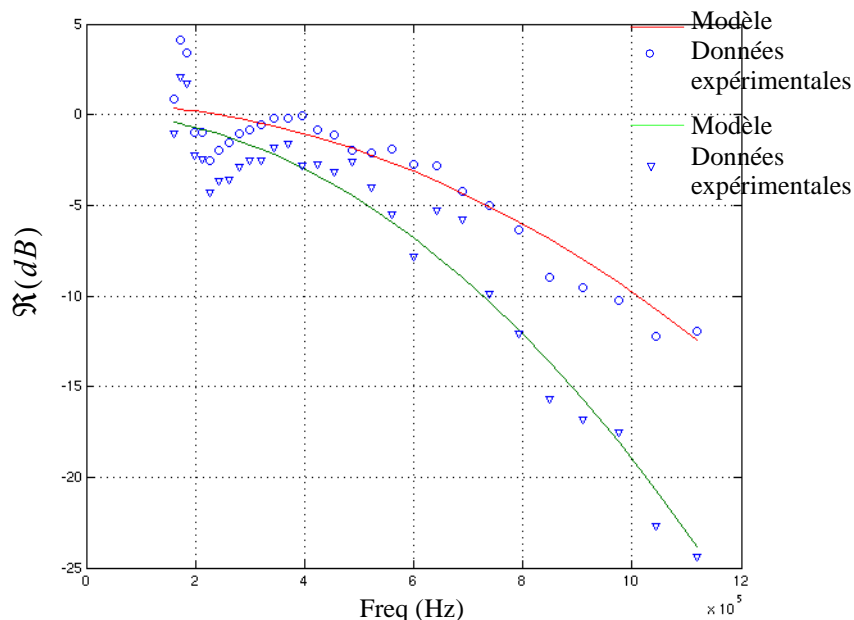


Figure 3.14 Modélisation du niveau moyen réfléchi pour les deux rugosités ('•' pour les petites billes, et '▼' pour les grosses billes) obtenues après inversions.

Moyenne des énergies

La procédure de calcul est identique au cas de l'énergie moyenne, excepté le fait qu'elle est conduite pour chaque profil individuellement. Pour plus de lisibilité sur les courbes, on ne présentera que 20% de l'ensemble des profils utilisés pour les calculs.

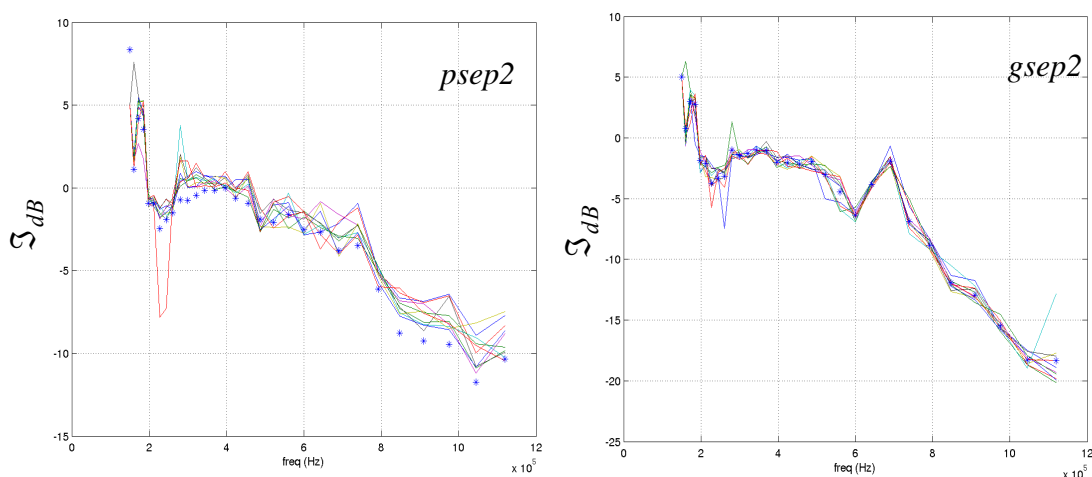


Figure 3.15 Energie corrigée pour différents profils dans la configuration psep2 (gauche) et gsep2 (droite) et la moyenne de l'énergie des profils (*).

La figure 3.15 montre comme précédemment une décroissance de l'énergie avec la fréquence pour les deux types de rugosité et que cette décroissance est plus marquée dans la configuration «grosses billes» que dans le cas de la configuration «petites billes».

L'hypothèse initiale, à savoir que la statistique de la rugosité est gaussienne (cf. §2.3) sur toute la surface, avec les mêmes caractéristiques prend ici son importance. En effet, lorsque l'on représente l'énergie corrigée des n tirs en fonction de la fréquence, la mesure n'est pas faite rigoureusement au même endroit quelle que soit l'ondelette émise.

Pour chaque profil on réitère le protocole d'estimation de la rugosité défini dans le cas de l'énergie moyenne. On obtient ainsi 50 estimations de la rugosité moyenne.

Le moyennage de ces valeurs conduit à une rugosité de $0,174 \pm 0,07$ mm pour la configuration psep2, et de $0,225 \pm 0,09$ mm pour les grosses billes (figure 3.16). La rugosité est estimée en moyennant le résultat de l'inversion, en ne considérant que les données qui tendent vers l'asymptote (données en trait plein pour chaque courbe de la figure 3.16).

Pour la même variation granulométrique, nous obtenons à présent une variation de rugosité de 23%, ce qui est inférieur à l'estimation issue de l'énergie moyenne. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que nous représentons l'évolution fréquentielle de l'énergie reçue en différents points du profils. Il paraît plus cohérent de considérer l'énergie moyenne le long du profil de manière à obtenir l'effet de la rugosité le long de ce profil. La figure 3.18 propose une comparaison entre les deux approches.

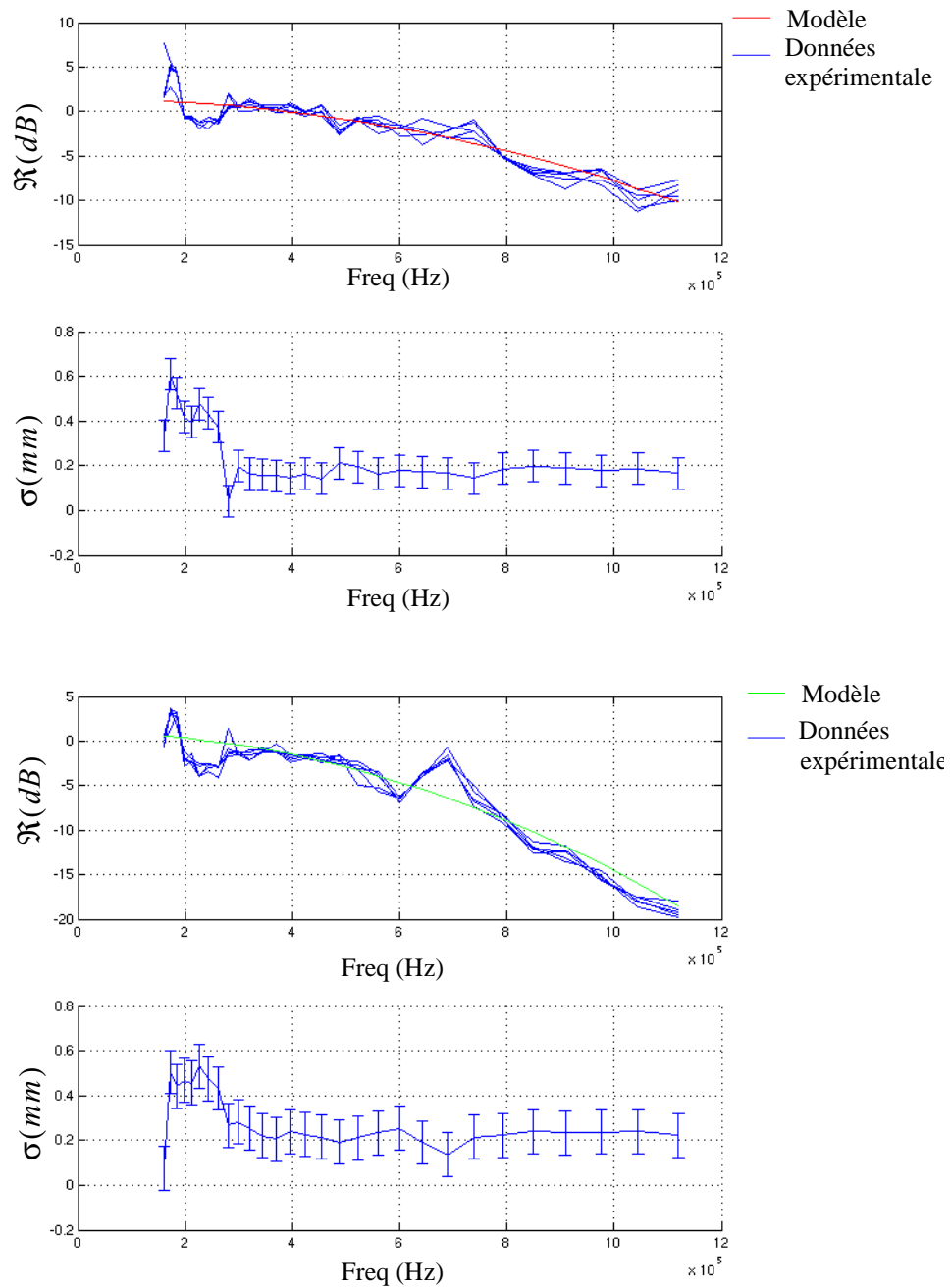


Figure 3.16 Estimation de la rugosité et modélisation de la perte d'énergie par cette rugosité pour les deux types de rugosités (haut pour psep2 et bas pour gsep2)

Observation:

Lorsqu'on trace les profils séparément dans la configuration «grosses-billes», un pic apparaît pour la fréquence 690 kHz, qui est noyé dans la mesure en moyennant.

A cette fréquence, pour un diamètre compris entre 0,8 et 1,3 mm, le rapport λ/d est compris entre 1,6 et 2,7. Ces valeurs n'ont rien de caractéristiques dans la modélisation dynamique de Le Gonidec. Néanmoins, il pourrait s'agir d'une résonance dans la couche

de bille. Ceci pourrait expliquer en partie pourquoi ce pic disparaît en moyennant, si la couche n'est pas d'épaisseur rigoureusement constante. Pour une épaisseur moyenne de 3 mm, il y aurait résonance pour une célérité acoustique de 2070 m/s, ce qui n'est pas aberrant selon le modèle de milieu effectif de Waterman & Truell [WAT61] utilisé par Le Gonidec, dont la célérité effective est donnée en figure.

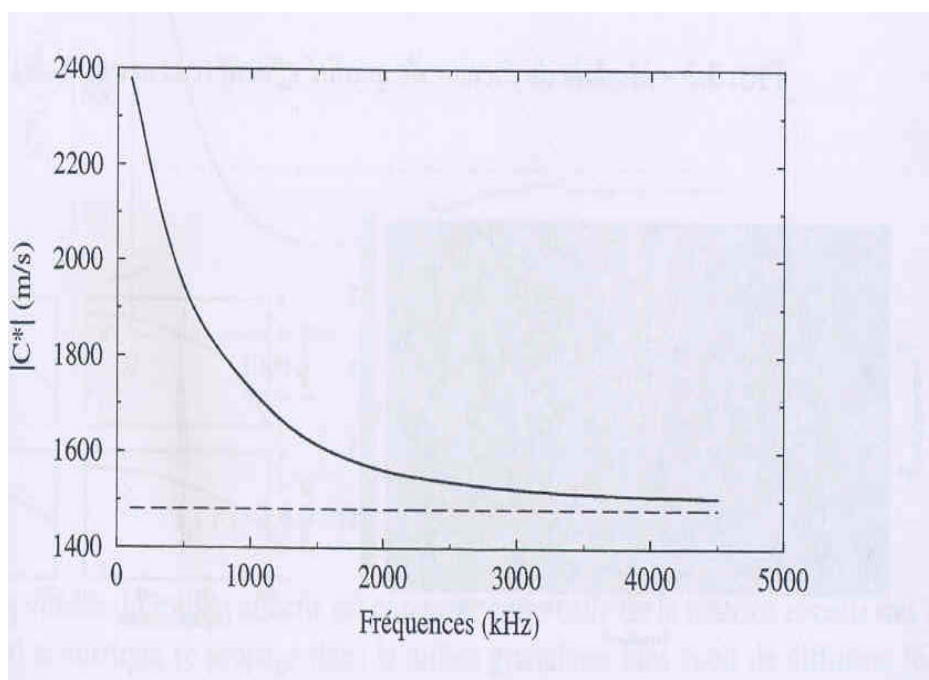


Figure 3.17 Module de la vitesse effective selon le modèle de Waterman & Truell [WAT61]. D'après Le Gonidec [LEG01].

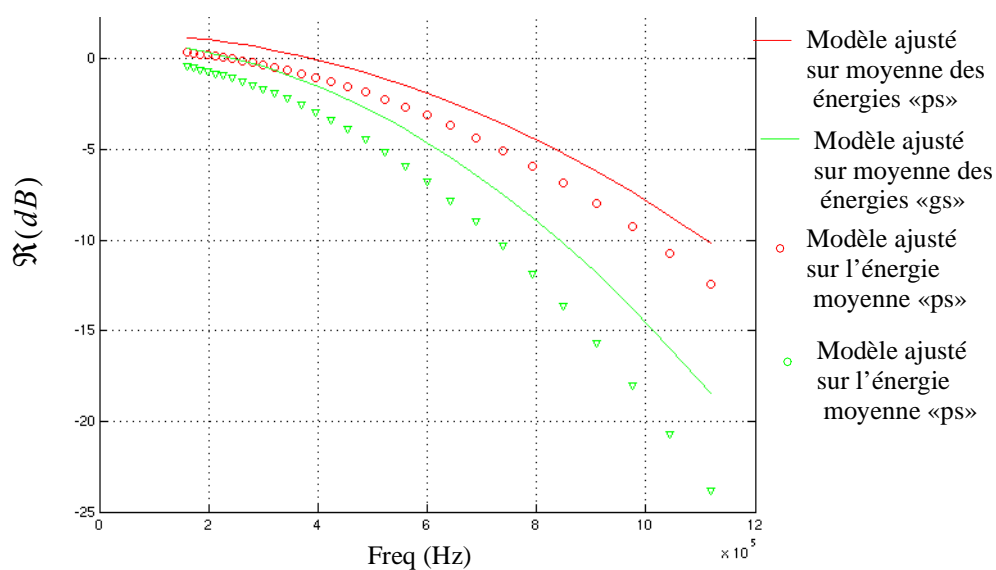


Figure 3.18 Comparaison de l'énergie moyenne (• pour la configuration psep2 et v pour gsep2) avec la moyenne des énergies (pointillés)

Synthèse des résultats expérimentaux

Cette étude permet de mettre en évidence qu'il est possible, à partir de mesures multi-fréquences d'ondes acoustiques réfléchies, d'accéder à une estimation de la rugosité d'une surface. L'analyse par lignes d'extrema ne permettant pas de différencier les deux phénomènes en présence (rugosité et résonance), le choix a été fait d'étudier l'énergie réfléchie.

Les résultats expérimentaux montrent que l'énergie associée à un tir et représentée pour différentes fréquences permet de différencier qualitativement une faible rugosité d'une rugosité plus importante. Cependant, elle apparaît comme n'étant pas l'observable approprié pour inverser le modèle d'Eckart et en déduire une estimation de la rugosité.

L'énergie moyenne permet d'une part d'améliorer le rapport signal à bruit, et d'autre part, de décrire la rugosité d'une zone insonifiée de façon plus précise.

Cette étude pourrait néanmoins être complétée de deux manières:

- Des mesures réalisées sur un plus grand nombre de points, avec un déplacement contrôlé d'un point à l'autre, de façon à connaître la position de la zone insonifiée de long du profil, permettrait de déterminer la statistique de la rugosité, après inversion du modèle adéquat.
- Une numérisation du relief avec une bonne résolution afin de pouvoir quantifier l'erreur de mesure lors de l'estimation de la rugosité.

On pourrait envisager de générer une surface rugueuse à partir d'un bloc d'un même matériau, en réalisant un moulage d'une couche de bille, de façon à écarter les problèmes de résonances aux fréquences de travail.

Où il sera question, après avoir présenté la campagne d'acquisition de données (contexte, situation géographique, etc...) d'envisager l'estimation de la rugosité de surface.

Dans un premier temps, une présentation du traitement conventionnel des données de sondeurs de sédiments sera réalisée, elle mettra en évidence les avantages de la technique de compression d'impulsion sur cette zone particulière. Puis différentes approches pour estimer la rugosité seront envisagées avant de décrire la démarche proposée, conduisant à la mesure de ce paramètre. Comme toute nouvelle approche, elle sera validée sur des signaux synthétiques avant d'être appliquée aux données de la campagne.

Cette méthode permettra de faire apparaître un phénomène de résonance liée à l'épaisseur des réflecteur. Ce phénomène de résonance sera l'occasion de tester une approche différentes du traitement des données de sondeur, dont le concept est celui de la déconvolution, plutôt que la «classique» corrélation.

Enfin, corrigée de l'effet de couche mince, une carte de rugosité pourra être dressée.

Chapitre 4

Estimation de paramètres géoacoustiques à partir de données réelles

4.1 Campagne hydratech

4.1.1 Le glissement de Storegga

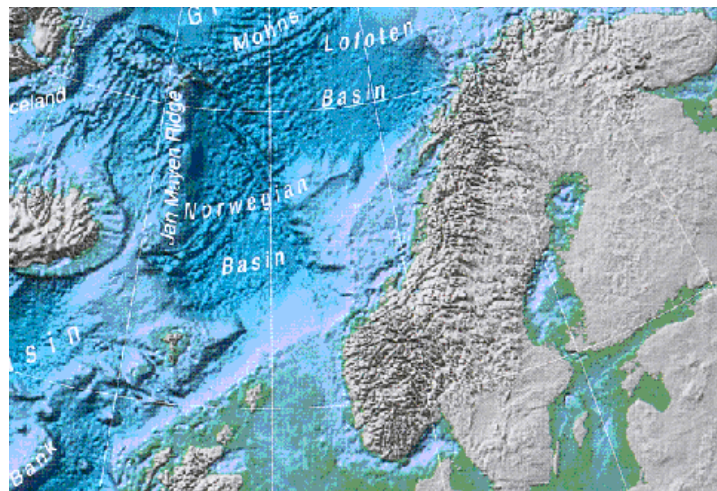


Figure 4.1 Image bathymétrique du bassin norvégien

Le glissement de Storegga (figure 4.1), au large de la Norvège, est le plus grand glissement de terrain connu sur une pente continentale [BUG87]; les éboulis s'étendent sur plus de 800 km dans le bassin norvégien. Bien que la principale phase de glissement ait eu lieu il y a environ 8000 ans, les levés géophysiques réalisés dans les zones bordières révèlent que celles-ci pourraient, aujourd'hui encore, être instables [JAN88]. La

déstabilisation des hydrates de gaz contenus dans les sédiments de la pente continentale, qui se serait produite lors de la période de réchauffement qui a suivi les dernières glaciations, est l'un des mécanismes avancés pour expliquer le déclenchement du glissement de Storegga [NOU04]. L'ensemble de la zone fait l'objet de nombreuses études du risque d'instabilité de pente, d'autant plus développées que l'intérêt pétrolier y est fort, pour plus d'informations et pour une hypothèse de scénario géophysique, le lecteur pourra se reporter à [BOU00]. La campagne HYDRATECH du navire océanographique *N/O Le Suroît* avait pour objectif la réalisation de levés géophysiques à haute résolution sur la zone bordière septentrionale du glissement de Storegga, dans des profondeurs d'eau de l'ordre du kilomètre. Dans la zone d'étude, la présence d'hydrates de gaz [BOO00] (hydrates de méthane) est révélée par l'observation de réflecteurs sismiques BSRs (Bottom Simulating Reflectors) caractéristiques du fort contraste d'impédance acoustique qui marque la limite hydrate solide (au-dessus) - méthane gazeux (en-dessous). Dans ce contexte, la cartographie acoustique du fond a été menée à différentes échelles de résolution: en basse fréquence, par la réalisation d'un bloc de 24 km² de sismique Haute Résolution 3D, à fréquence intermédiaire, par l'acquisition simultanée de profils de sondeur de sédiments chirp (3,5 kHz), et enfin, à haute fréquence, une carte bathymétrique et d'imagerie a été levée au sondeur multifaisceau EM300 (30 kHz) (figure 4.2). Opération à la mer à finalité méthodologique, dans le cadre du projet HYDRATECH, la campagne du Suroît, par le panel de données géophysiques acquises, constitue aussi une étape importante des travaux effectués au plan international pour comprendre le glissement de Storegga et le risque d'instabilité de pente actuel.

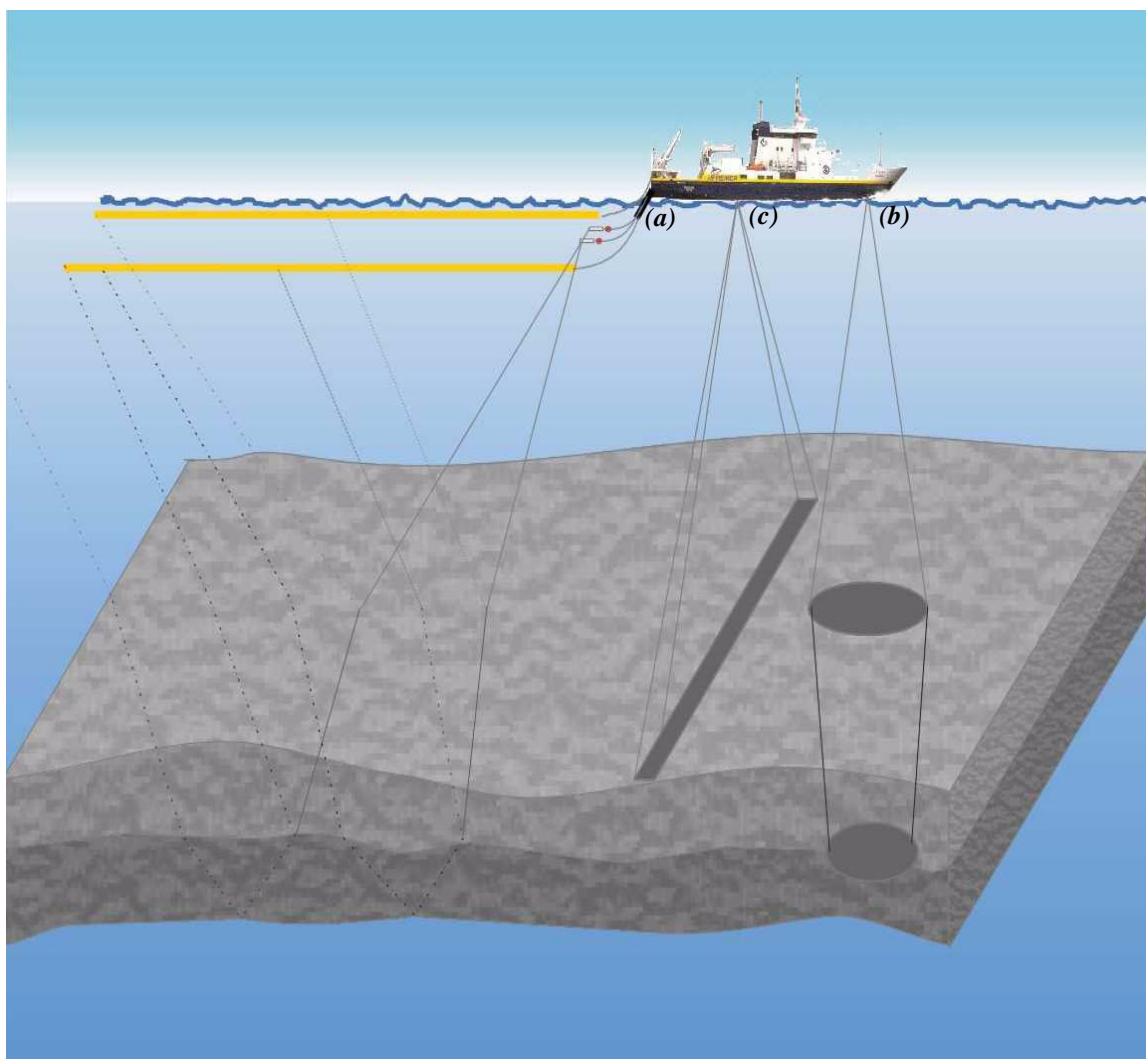


Figure 4.2 Configuration d'acquisition de données acoustiques lors de la campagne HYDRATECH sur le N/O Le Suroît: sismique HR3D (a), sondeur de sédiments chirp (b), sondeur multifaisceau EM300 (c).

4.1.2 Le traitement conventionnel des données du sondeur de sédiments

L'écho réfléchi par les sondeurs de sédiments est essentiellement constitué de la réflexion spéculaire sur chaque strate sédimentaire, l'amplitude de ces signaux est donc plutôt une fonction du contraste d'impédance et de l'absorption dans les différentes couches, que du micro-relief de l'interface comme pour les sondeurs multifaisceaux ou latéraux (cf. §1.2.1). Cependant, l'étude précédente a montré que l'amplitude réfléchie sur une interface rugueuse pouvait être dégradée, à l'échelle du sondeur de sédiment, en fonction de la fréquence. Cependant, l'approche conventionnelle présente l'avantage de limiter le nombre de paramètres acoustiques à déterminer (densité, célérité acoustique et atténuation). De plus, l'amplitude réfléchie sur un multi-couche dépendant des pertes de propagation et de transmissions le long de l'empilement des strates, le problème demeure

complexe. Une approche couramment utilisée pour l'estimation de l'absorption est une analyse fréquentielle de chaque écho, en faisant l'hypothèse d'une relation linéaire entre l'atténuation et la fréquence, et en procédant de façon séquentielle, à partir de la première interface (eau-sédiment) ([MAR97a], [PLA01]):

- l'amplitude du premier écho fournit une valeur du contraste d'impédance et une idée du coefficient d'atténuation;
- une analyse fréquentielle (la méthode de Plantevin ([PLA01]) repose sur une analyse temps-fréquence par transformée de Wigner-Ville) fournit avec plus de précision l'atténuation dans la strate;
- la correction des pertes de transmission (à partir de l'atténuation précédemment déterminée) permet d'accéder au coefficient de réflexion suivant, etc...

Bien que le sondeur de sédiments du *N/O Le Suroît* fonctionne avec un système d'acquisition réalisant l'intercorrélacion du signal reçu avec une réplique du signal émis, de manière à contrôler (qualitativement) l'acquisition, le signal en entrée de la chaîne de traitement sera le signal brut reçu par le sondeur de sédiments, avant intercorrélacion. L'intercorrélacion sera d'autant meilleure que la réplique utilisée ressemble au «vrai» signal émis, un soin particulier sera donc apporté dans la correction de la réplique (cf. §1.3.2) en tenant compte des sensibilités de l'antenne.

L'obtention de la réflectivité de surface R_s (à l'interface eau-sédiment), résulte de l'application d'une équation du sonar simplifiée (on s'arrête au niveau de l'interface, donc on ne considérera pas de propagation dans le sédiment), appliquée à chaque tir:

$$10\log R_s = NR - NE + 20\log(2H_0) + 2\alpha_{eau}H_0 \quad 4.1$$

où H_0 représente la hauteur d'eau (m), α_{eau} l'atténuation dans l'eau (dB/m), NR le niveau reçu (dB), et NE , le niveau émis (dB). Les différentes étapes pour arriver à cette réflectivité sont les suivantes:

- La conversion numérique-analogique de l'amplitude reçue permet l'obtention d'une tension électrique $s_e(t)$;
- La conversion de cette tension $s_e(t)$ en niveau acoustique $s_a(t)$ est réalisée en corrigeant $s_e(t)$ des deux sensibilités ($SL + Sh$), ainsi que du gain de pré-amplification G_{rapdB} (facteur multiplicatif en tension, fixé à 8 par défaut):

$$s_a(t) = FFT^{-1}\{[FFT(s(t))_{dB} - (SL + Sh) - G_{rapdB}]_{re}\}; \quad 4.2$$

où FFT et FFT^{-1} expriment respectivement les passages dans les domaines de Fourier et temporel; et les indices dB et re si les données sont respectivement en décibels ou en valeur naturelle.

- La compression d'impulsion $\Gamma_{es_a}(t)$: intercorrélacion avec la modulation de fréquence théorique $e(t)$ (de fréquence comprise entre 1800 et 5200 Hz, de durée 20 ms), puis normalisation par rapport au maximum de l'autocorrélacion du chirp théorique $\hat{\Gamma}_{es_a}(t)$:

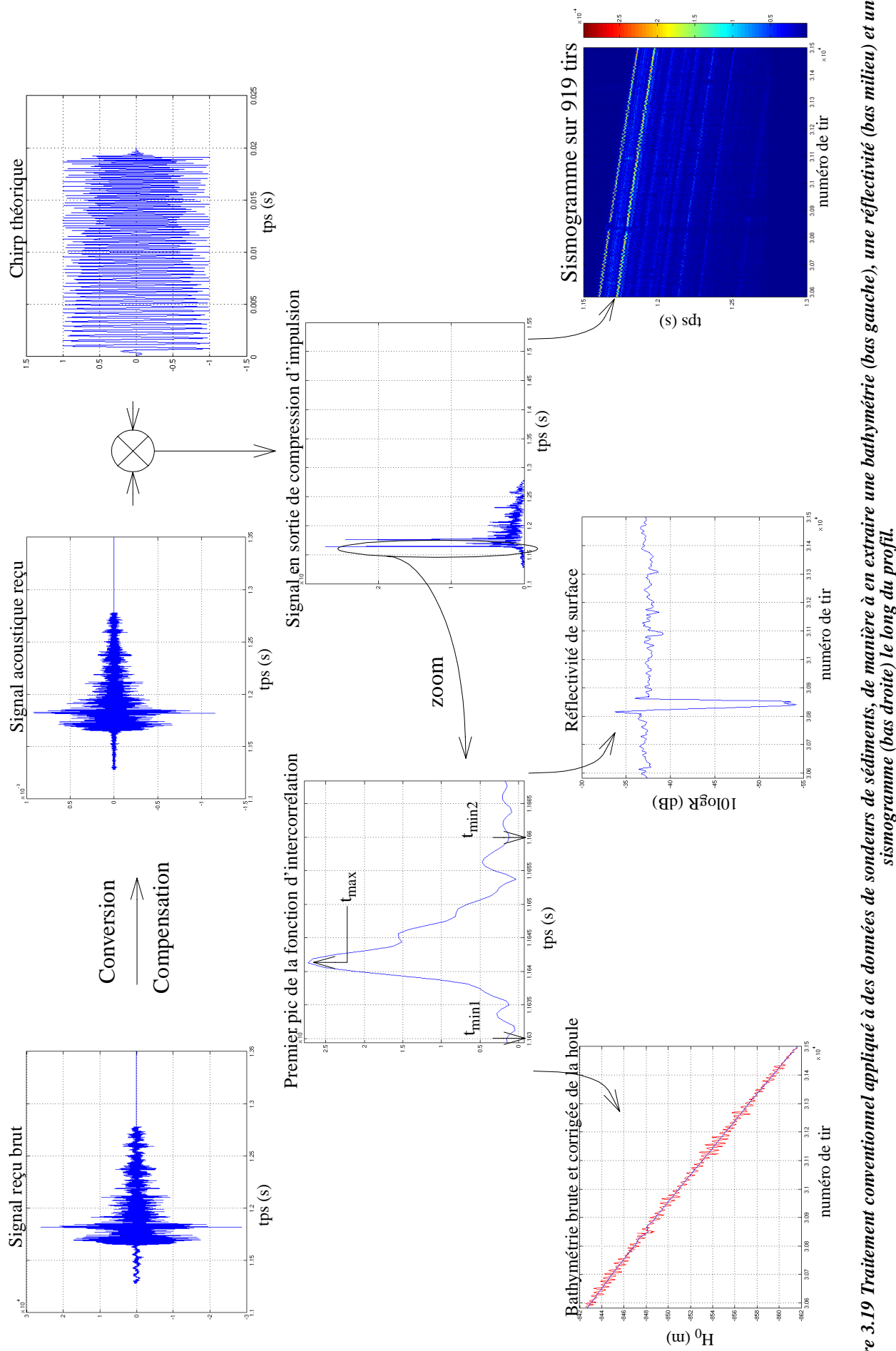
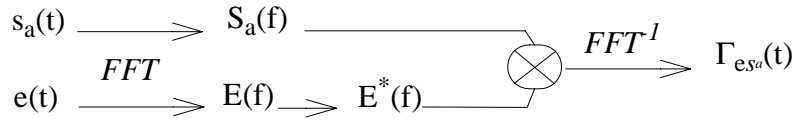


Figure 3.19 Traitement conventionnel appliqué à des données de sondeurs de sédiments, de manière à en extraire une bathymétrie (bas gauche), une réflectivité (bas milieu) et un sismogramme (bas droite) le long du profil.

$$\hat{\Gamma}_{es_a}(t) = \frac{\Gamma_{es_a}(t)}{\max \left[\left(\int e(\tau) e^*(\tau - t) d\tau \right) \right]} = \frac{\int e(\tau) s_a^*(\tau - t) d\tau}{\max \left[\left(\int e(\tau) e^*(\tau - t) d\tau \right) \right]} \quad 4.3$$

Puisque cette opération est répétée à chaque tir, on ne calculera pas une corrélation au sens strict sur les échantillons temporels. On préférera passer dans le domaine fréquentiel, où l'opération de corrélation est identique au produit des spectres ([MAR97b]):



De cette manière, apparaît la fonction de filtre de la compression d'impulsion (également appelée filtrage adapté), où la fonction de transfert du filtre est le conjugué du spectre du signal de référence.

- La profondeur H_0 s'obtient en pointant l'instant d'arrivée (temps-double) du premier pic, t_{max} , de la fonction d'intercorrélation $\hat{\Gamma}_{es_a}(t)$:

$$H_0 = \frac{ct_{max}}{2} \quad 4.4$$

La configuration géologique de la zone étudiée fait apparaître deux réflecteurs principaux dont le deuxième est souvent plus réfléchissant que le premier. D'autre part, l'amplitude sur le fond n'est pas toujours discriminante (cf. sismogramme de la figure suivante). C'est pourquoi, le piqué du fond est une combinaison de recherche de maxima de la fonction de corrélation, et de suivi de réflecteur (par comparaison dans une fenêtre d'analyse avec le tir précédent).

La détermination des minima t_{min1} et t_{min2} de la fonction $\hat{\Gamma}_{es_a}(t)$ de part et d'autre de t_{max} , tels que $(t_{min2} - t_{min1})$ soit constant, va fournir les bornes d'intégration de $\hat{\Gamma}_{es_a}(t)$ pour le calcul de l'énergie reçue:

$$NR = \frac{1}{f_e} \sum_{t_i = t_{min1}}^{t_{min2}} \hat{\Gamma}_{es_a}(t_i)^2 \quad 4.5$$

- Enfin, à partir de données Sippican¹ obtenues pendant la campagne, il est possible de calculer l'atténuation dans l'eau (par le modèle de François et Garrison, cf. §1.2.2) le long de la colonne d'eau.

En juxtaposant les signaux issus de la compression d'impulsion le long d'un profil, un sismogramme peut être réalisé. Cette image permet à l'utilisateur de visualiser la stratigraphie du sous-sol. La succession des traitements pré-cités, appliquée le long d'un profil, permet d'accéder à la réflectivité de l'interface de long de ce profil, puis appliquée à l'ensemble des profils, permet de dresser une carte de réflectivité.

Parallèlement à ces résultats, une carte de bathymétrie peut également être dressée.

La page précédente présente une séquence de ces traitements appliqués d'abord sur un tir (conversion-compensation, compression d'impulsion), puis sur une succession de tirs afin de visualiser différents profils (bathymétrie, de réflectivité, et sismogrammes).

Le sismogramme présenté, montre l'intérêt immédiat de la compression d'impulsion; alors que sur le signal brut on ne peut pas discerner deux échos distincts, la compression d'impulsion permet de mettre en évidence deux réflecteurs distants de 11 ms (en temps double), intervalle de temps inférieur à la durée du signal émis (20 ms).

Ce sismogramme permet également de voir la puissance de filtrage de la compression d'impulsion par le fort rapport signal à bruit d'une quarantaine de dB (calculé sur le signal temporel).

Les ondulations présentes sur le sismogramme, ainsi que sur le profil de bathymétrie brute sont dues aux mouvements du porteur causés par la houle (de longueur d'onde comprise entre 15 et 20m, et d'amplitude de l'ordre du mètre). Ces ondulations sont filtrées pour l'obtention de la carte de bathymétrie, mais on conservera les données brutes pour le calcul de l'énergie, qui se fait à partir du pointé du fond.

La carte bathymétrique de la zone peut être visualisée sur la figure 4.3.

1. mesures des propriétés (température, salinité) de l'eau, en fonction de la profondeur.

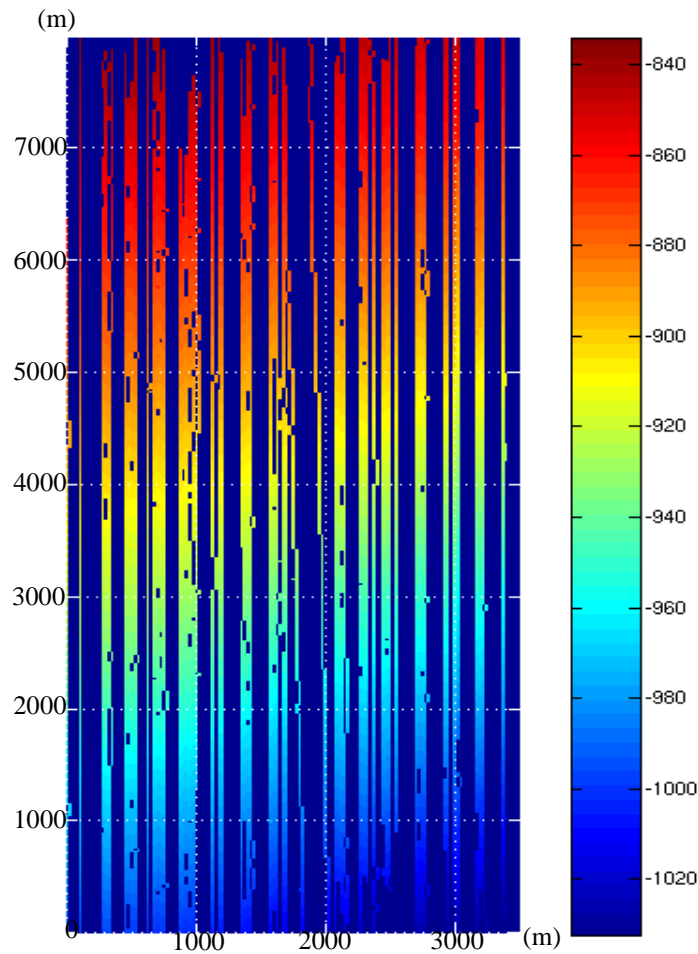


Figure 4.3 Carte bathymétrique, corrigée de la houle, de la zone de travail HYDRATECH (le 0 est l'origine de notre «boîte»).

La carences de la carte, que l'on retrouvera dans toutes des cartes de sondeur de sédiments résultant du traitement des données de cette campagne, s'expliquent par le protocole d'acquisition de données du sondeur, qui impose une utilisation uniquement diurne. L'acquisition de la sismique ou du sondeur multifaisceau se faisant 24 heures sur 24, les dimensions de la boîte y sont adaptées.

La figure 4.4 présente une carte de réflectivité de l'interface eau-sédiment. Malgré les lacunes de la carte, on remarque une cohérence spatiale des données. La réflectivité comprise entre -14 et -19 dB, correspond à des variations de l'impédance de l'interface par rapport à celle de l'eau comprises entre 1,5 et 1,25, ce qui correspond aux vases sableuses. Ceci laisserait envisager l'hypothèse d'une couche d'interface fluide drapant le fond de la mer. En se remémorant que la zone de travail est située sur le glissement de Storegga, elle présente une inclinaison qui n'exclut pas cette hypothèse.

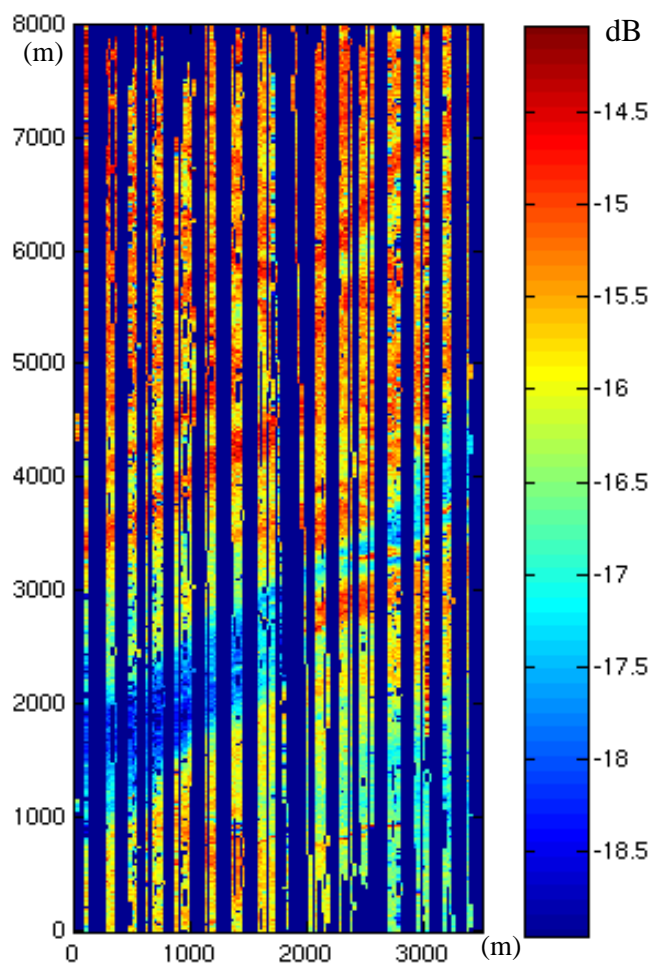


Figure 4.4 Carte de réflectivité (dB) de l'interface eau-sédiment sur la boîte HYDRATECH.

Remarque: la mesure de réflectivité absolue est liée à la connaissance parfaite de la chaîne d'acquisition, nous avons supposé ici l'application d'un gain de préamplification (G_{rap}), qui a été corrigé. Ce gain est une constante multiplicative.

Le chapitre 2 a permis de montrer que, dans la bande de fréquence du sondeur de sédiment, le champ acoustique diffusé par des variations d'élévation de surface n'est pas négligeable et viendrait dégrader le niveau dû à la réflexion spéculaire. La dégradation de ce niveau serait liée au rapport de l'écart-type des élévations de l'interface sur la longueur d'onde acoustique incidente. De plus, le sondeur émet une modulation de fréquence, contrairement aux autres outils d'imagerie acoustique sous-marine, qui travaillent souvent à mono-fréquence (comme les sondeurs multifaisceaux). Outre l'amélioration de performances qu'il en résulte, nous allons tenter d'exploiter cette réponse fréquentielle pour mieux caractériser l'interface.

4.2 Apport des méthodes fréquentielles dans l'estimation de la rugosité

4.2.1 Méthodes fréquentielles

L'analyse spectrale classique basée sur la transformée de Fourier (TF) et reposant sur le concept de fréquence permet d'étudier des systèmes linéaires et invariants temporellement. La plupart des processus (paroles, ondes FM, signaux biomédicaux, etc...) et systèmes présentent des fréquences qui changent au cours du temps. Cette dépendance vis à vis du temps du contenu spectral de ces signaux est qualifiée de non-stationnarité. Une description de ces signaux via l'utilisation de la TF n'est pas très adaptée car celle-ci ne permet pas une description conjointe à la fois en temps et en fréquence. Des méthodes plus spécifiques, regroupées sous l'appellation «représentation temps-fréquence», (*RTF*), permettent d'associer à un signal une fonction bi-dimensionnelle du temps et de la fréquence. Lorsqu'il est décidé d'extraire du signal une information qui dépend simultanément du temps et de la fréquence (comme l'atténuation dans les sédiments, [PLA01]), la fréquence instantanée du signal est souvent évaluée ([BOA92a], [BOA92b]). Néanmoins, bien qu'ayant besoin de l'information temporelle (pour localiser l'écho de l'interface), ainsi que du comportement fréquentiel du niveau acoustique reçu, nous montrerons que ce n'est pas la fréquence instantanée qui est l'outil adapté à cette étude, c'est pourquoi nous proposerons une approche s'apparentant plutôt au filtrage.

La transformée de Fourier

Une des alternatives à l'analyse temporelle du signal acoustique réfléchi par l'interface eau-sédiments, $s(t)$, est la transformée de Fourier (TF). La représentation fréquentielle d'un signal est aisée. Elle se formule de la façon suivante:

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \exp(-2i\pi ft) dt \quad 4.6$$

Pour l'analyse du signal acoustique réfléchi sur la première strate, la TF devrait être appliquée à une «portion» de ce signal; de plus cette opération permet de rendre artificiellement le signal périodique et remplir ainsi les conditions d'application de la TF. Néanmoins, cette périodisation introduit des discontinuités aux extrémités qui sont éliminées par l'utilisation de fenêtrage (Hanning, Hanning, etc...).

L'imperfection inévitable des signaux physiques numérisés (effets de bords notamment) conduit à une transformation qui n'est qu'une estimation du spectre du signal étudié et qui est représentée avec une précision qui dépend de deux facteurs: la durée de l'intervalle de signal analysé et des caractéristiques de la fenêtre utilisée: la résolution fréquentielle initiale de la TF, Δf , est inversement proportionnelle à la durée de l'intervalle

étudié T (principe d'incertitude d'Heisenberg-Gabor). Le fenêtrage provoque de plus un lissage du spectre et diminue la résolution fréquentielle.

Dans le cas de nos données, le traitement classique a mis en évidence que les deux premiers réflecteurs étaient plus proches que la durée du signal (11 ms en temps double). Les signaux bruts issus de ces deux strates sont donc mélangés. L'application de la TF à ces données brutes ne permet alors pas de caractériser l'interface eau-sédiments.

L'alternative serait d'appliquer cette transformée après compression d'impulsion, de manière à se focaliser sur le premier réflecteur. La fenêtre d'analyse est alors la largeur du pic de corrélation, soit 0,3 ms. Mais, c'est la résolution fréquentielle qui est alors dégradée (égale bande du chirp, 3400 Hz) de la TF (principe d'incertitude de Heisenberg-Gabor évoqué au chapitre 2).

La TF, par sa représentation trop globale du signal, ne permet donc pas de localiser efficacement les non-stationnarités de nos signaux.

Les représentations temps-fréquence

La classe de Cohen [COH89] regroupe les distributions quadratiques, invariantes par translation temporelle et fréquentielle. La *RTF* de cette classe s'exprime pour un signal $s(t)$ par:

$$RTF(t, f) = \frac{1}{4\pi^2} \iiint s\left(u + \frac{\tau}{2}\right) s^*\left(u - \frac{\tau}{2}\right) R(v, \tau) e^{-jv\tau} e^{jvu} e^{-2j\pi f\tau} du d\tau dv \quad 4.7$$

où u , t , τ , sont des variables temporelles, f et v des variables fréquentielles, et R est une fonction arbitraire appelée noyau. Pour appartenir à la classe de Cohen, le noyau doit vérifier certaines propriétés; en particulier, l'invariance par translation temporelle et fréquentielle est vérifiée si R est indépendant du temps et de la fréquence, d'autre part, la distribution est quadratique si le noyau est indépendant du signal. Les autres propriétés sont présentées dans [COH89].

■ Notion de fréquence instantanée

La notion de fréquence instantanée (*FI*) a été définie à l'origine dans le domaine de la communication pour décrire les signaux modulés en fréquence. La *FI* peut être alors interprétée comme la fréquence d'une sinusoïde qui ajuste localement le signal analysé. Physiquement, cette notion n'a de sens que pour des signaux mono-composantes, où il n'y a qu'une seule fréquence (ou une bande très étroite) variant au cours du temps. On peut également parler de fréquence moyenne. Deux définitions sont proposées: l'une, dans le domaine temporelle, est établie à

partir de la dérivée de la phase du signal analytique: $f_i(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt}(\arg(\tilde{s}(t)))$ où

$\tilde{s}(t)$ est le signal analytique associé à $s(t)$; l'autre est déterminée à partir du plan temps-fréquence. L'implémentation numérique de l'estimateur de la *FI* dans le domaine temporel souffre de limitations dues aux évaluations numériques de la dérivée et de l'argument. De plus cette technique est très sensible au rapport signal à bruit, *SNR* ([BOA92b]). Ces considérations expliquent pourquoi cette méthode ne sera pas abordée ici.

Dans le plan temps-fréquence, Cohen définit la *FI* comme la moyenne pondérée des fréquences qui existent dans le signal à l'instant t . L'estimateur fréquentiel est basé sur le calcul du moment normalisé, appelé centroïde, et donné par:

$$f_i(t) = \frac{\int f \cdot RTF(f, t) df}{\int RTF(f, t) df} \quad 4.8$$

où RTF est la distribution associée au signal considérée, c'est à dire le spectrogramme ou la distribution de Wigner-Ville, selon le noyau R .

■ Lorsque le noyau s'écrit:

$$R(v, \tau) = \int h\left(u + \frac{\tau}{2}\right) h^*\left(u - \frac{\tau}{2}\right) e^{-jv u} du \quad 4.9$$

la représentation temps-fréquence est le spectrogramme, ou transformée de fourier à court terme. Où h est une fenêtre d'analyse glissante, ce qui revient à analyser le signal $s(t)$ par tronçons. En remplaçant R (eq. 4.9) dans l'expression 4.7, la RTF devient:

$$RTF(t, f) = \left| \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int s(\tau) h^*(\tau - t) e^{-2j\pi f \tau} d\tau \right|^2 \quad 4.10$$

Bien que facile à implémenter, le résultat du spectrogramme est influencé par le choix de la fenêtre d'analyse (principe d'incertitude).

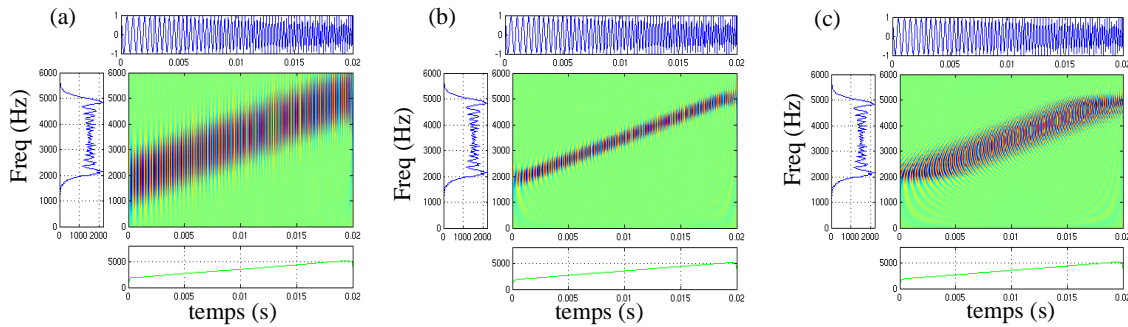


Figure 4.5 Représentation temps-fréquence (spectrogramme) d'un chirp (N échantillons), pour différentes fenêtres d'analyse: (a) fenêtre temporelle courte ($N/32$); (b) fenêtre «adaptée» ($N/8$); (c) grande fenêtre ($N/2$); sur chaque figure est représentée la RTF (centre), le signal temporel (haut), son spectre global (gauche), et sa FI (bas).

La figure 4.5 traduit ce principe d'incertitude: pour une fenêtre d'analyse courte en temps, la résolution fréquentielle est mauvaise, pour une fenêtre trop longue, c'est la résolution temporelle qui n'est plus adaptée. On rejoint alors le problème évoqué avec la transformée de Fourier, pour les deux réflecteurs trop proches, qui nécessitent une bonne résolution à la fois temporelle et fréquentielle. En raison de ces problèmes, on peut avoir recours à d'autres transformées.

- Lorsque le noyau se réduit à $R(v, t) = 1$, la *RTF* est la distribution de Wigner-Ville ([WIG32], [VIL48]), WV , en injectant cette expression du noyau dans l'équation 4.7, il vient:

$$RTF(t, f) = \frac{1}{2\pi} \int s\left(t + \frac{\tau}{2}\right) s^*\left(t - \frac{\tau}{2}\right) e^{-2j\pi f\tau} d\tau = WV_s(t, f) \quad 4.11$$

Il est de coutume d'appliquer cette transformée au signal analytique correspondant afin d'éliminer les ondes parasites dues à l'interférence entre les fréquences positives et négatives du spectres. La transformation de Wigner-Ville présente en théorie une meilleure précision temps-fréquence que d'autres *RTF* [JON92], et plus particulièrement que le spectrogramme, puisque la fenêtre d'analyse, $h(t)$ dans le spectrogramme, est ici le signal lui-même. Cependant, l'inconvénient de cet outil, lors de son application sur des signaux multi-composantes, est l'apparition de termes d'interférence; en effet:

$$WV_{s_1 + s_2}(t, f) = WV_{s_1}(t, f) + WV_{s_2}(t, f) + 2\Re\{WV_{s_1 s_2}(t, f)\} \quad 4.12$$

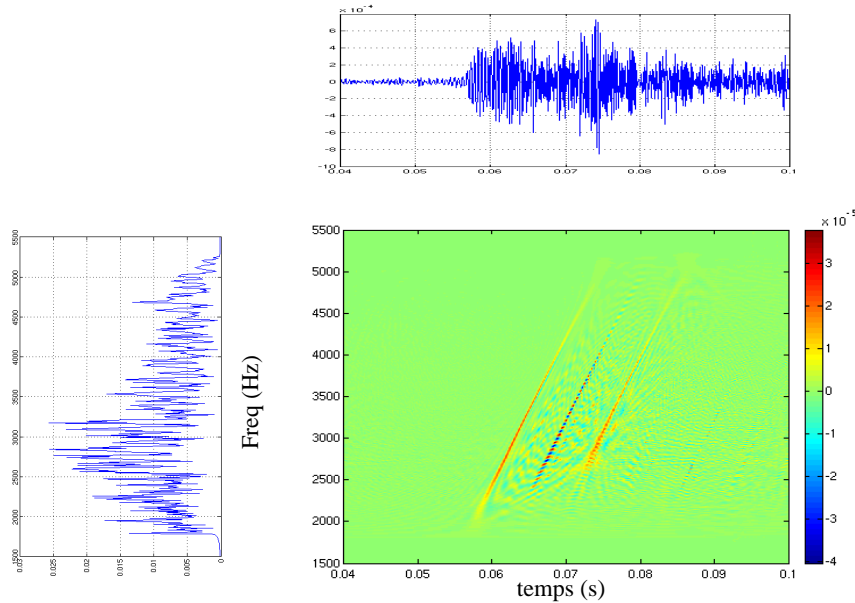


Figure 4.6 Représentation de Wigner-Ville de l'écho de fond: signal brut (haut), spectre global (gauche) et RTF (centre).

La figure 4.6 montre ce terme d'interférence, situé au milieu géométrique de la droite qui joint les centres temps-fréquence des deux atomes (ou contributions). Il présente une structure oscillante dont la fréquence est proportionnelle à la distance entre les atomes ([FLA93]). Ces interférences rendent l'interprétation de la *RTF* plus difficile puisqu'elles peuvent être interprétées comme des composantes du signal, ou bien masquer des composantes réelles en s'y superposant. Une alternative à ce problème, est l'utilisation de la Pseudo-Wigner-Ville lissée (*PWV*). L'introduction de deux fenêtres d'analyse indépendantes en

temps et en fréquence permet de lisser les interférences (figure 4.7). Cependant, l'accroissement de la lisibilité de la représentation temps-fréquence, se fait au détriment de la perte d'information: le lissage se fait également en amplitude. Alors que la dynamique de la *WV* est de l'ordre de 7 dB sur le premier réflecteur, elle est d'une dizaine de 10 dB avec la *PWV*. Puisque c'est justement cette dynamique que nous cherchons à quantifier (perte éventuelle d'énergie des hautes fréquences, par rapport aux basses fréquences de la bande, liée à la rugosité de l'interface), nous ne conserverons pas cette technique d'analyse.

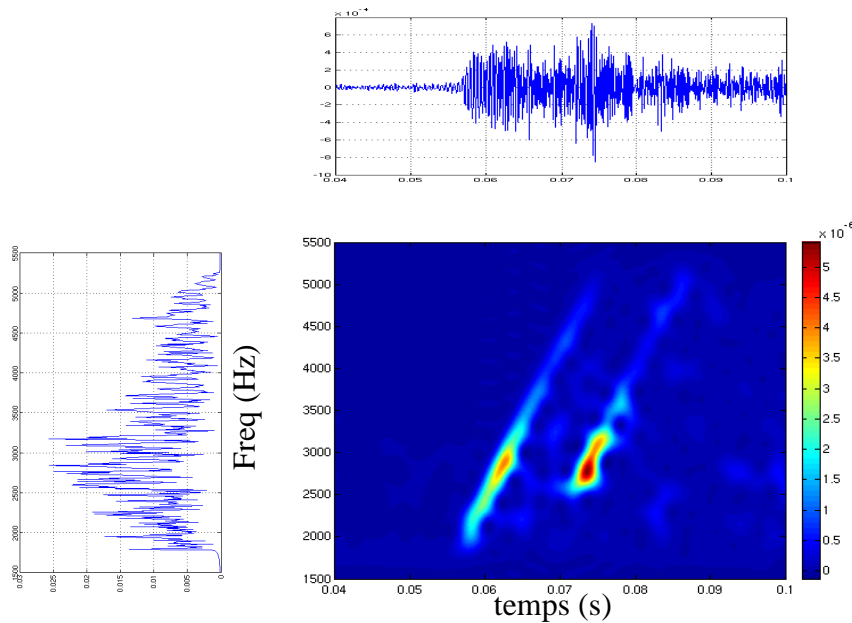


Figure 4.7 Pseudo-Wigner-Ville lissée de données brutes (centre), spectre global (gauche) et signal brut (haut).

- La mesure de la *FI* à partir de ces représentations est donnée par l'expression 4.8. Il s'agit de calculer le moment d'ordre 1 en chaque instant de la représentation. Alors que ce calcul est immédiat dans le cas d'un signal mono-composante (figure 4.5), il s'avère plus délicat dans le cas de signaux multi-composantes, surtout lorsque la durée du premier atome est supérieure à l'intervalle de temps séparant les deux contributions (figure 4.6), puisque pour un instant donné t , deux fréquences coexistent, chacune associée à une réflexion. Pour remédier à ce problème, lorsqu'on connaît la modulation de fréquence émise, il est possible de calculer un masque. Maroni [MAR97a] utilise ces masques en les corrélant avec la *RTF*, faisant apparaître ainsi des pics d'énergie sur la localisation des échos. La position détectée, elle y projette le contenu de la *RTF* sous le masque, sur l'axe des fréquence. La figure 4.8 représente la *RTF* de Wigner-Ville «redressée», appliquée à un signal synthétique constitué de la somme de deux chirp de 20 ms (non atténués) séparé de 6,3 ms (intervalle plus court que la durée d'un chirp).

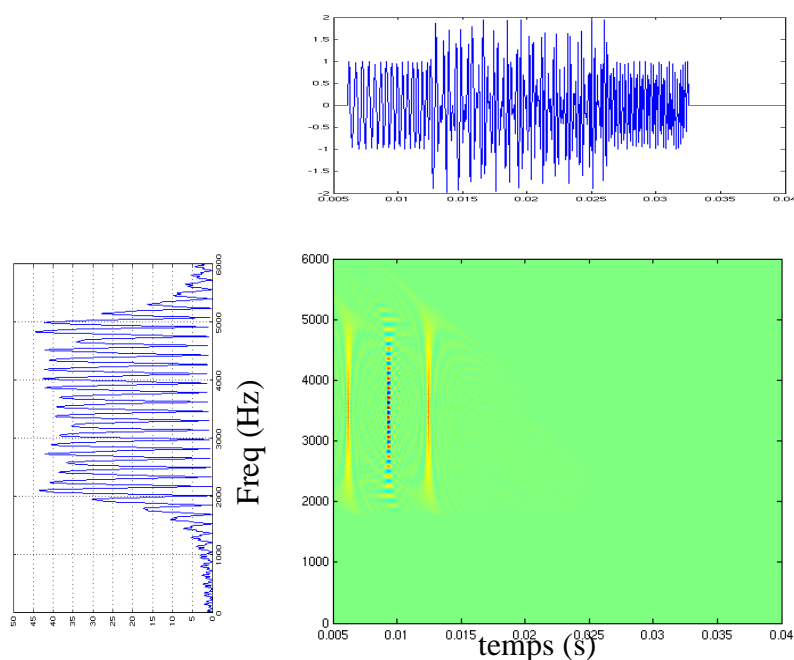


Figure 4.8 RTF Wigner-Ville «redressée» d'un signal théorique composé de la somme de deux échos (haut), son spectre (gauche), et la RTF (centre).

La fréquence instantanée n'a alors qu'une signification ponctuelle, dans le sens où elle sera calculée comme le moment de la transformée aux deux instants d'arrivée des deux chirps. Cette donnée n'est pas suffisante pour détecter la présence éventuelle de rugosité.

Néanmoins, on peut s'intéresser à l'énergie du spectre instantané. Considérons un signal synthétique constitué de la somme de deux chirps dont l'amplitude est modulée par un effet de rugosité ($\sigma = 3$ cm, pour une bande comprise en 1800 et 5200 Hz, sur un contraste d'impédance de -10,4 dB), et appliquons lui cette transformée redressée (figure 4.9). Les deux composantes ayant la même amplitude, ce signal n'aura de signification physique, que dans le cas où l'émetteur travaillera en tirs imbriqués (c'est à dire, n'attendra pas le premier écho avant d'émettre le ping suivant). En normalisant cette énergie par rapport à celle de la RTF d'un signal réfléchi sur une interface plane ($\sigma = 0$ cm, sur le même contraste d'impédance), il est possible d'accéder à la rugosité. La figure 4.9 présente une illustration de cette méthode.

Remarque: l'allure triangulaire du spectre instantané se comprend si l'on «voit» la transformée de Wigner-Ville comme le produit de convolution de la TF du signal. Pour un chirp, la TF est une fonction porte, dont la convolution avec elle-même est un triangle.

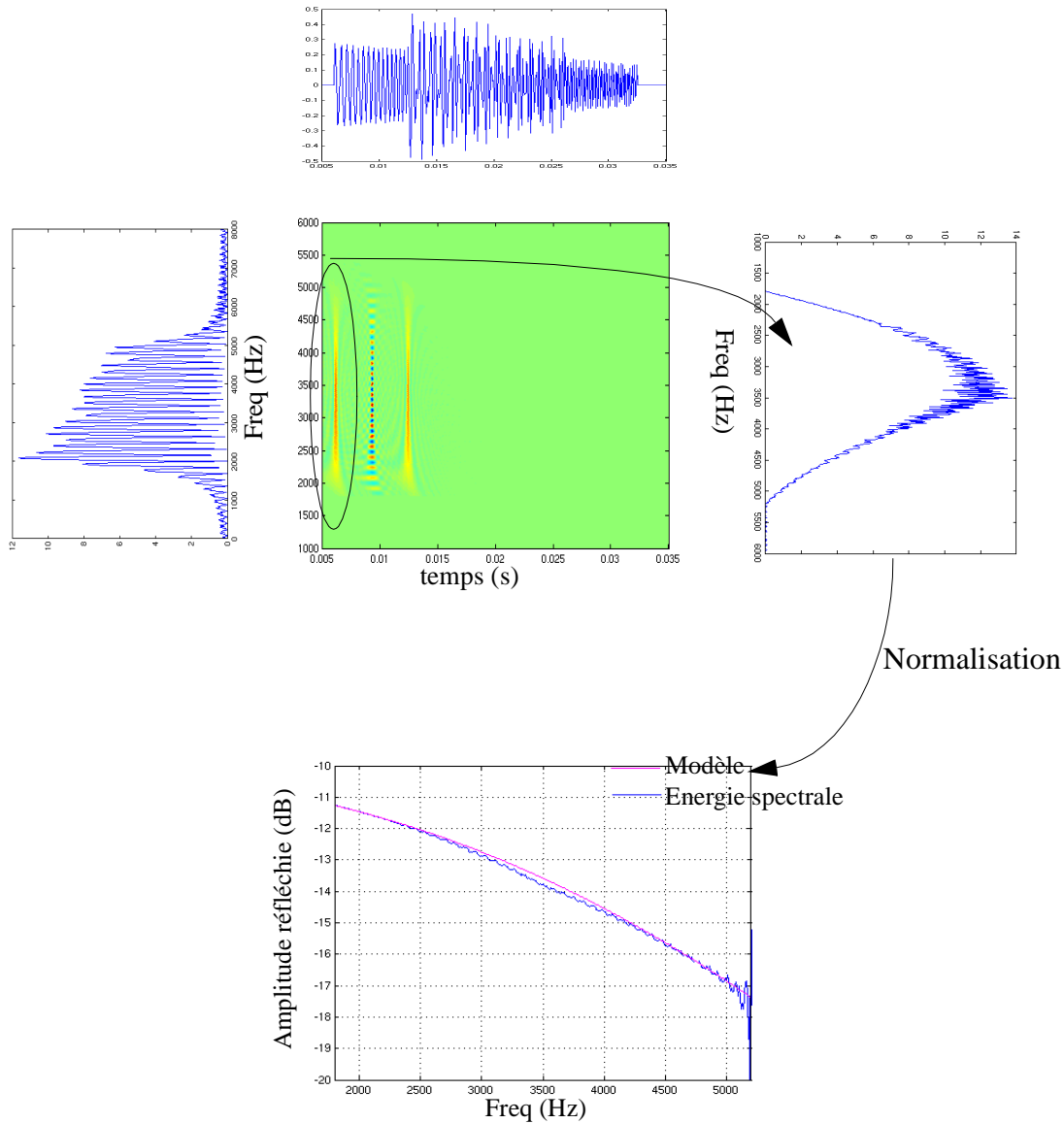


Figure 4.9 Illustration de l'estimation de la rugosité à partir de la RTF de Wigner-Ville redressée; comparaison avec le coefficient de réflexion théorique sur une interface présentant une rugosité de 3 cm.

Dans la bande de fréquence utile, cette technique aboutit à une erreur de 2% sur l'estimation du paramètre de rugosité.

Compte-tenu des problèmes de résolution du spectrogramme, il n'est pas envisagé d'appliquer cette estimation sur le spectre issu de cette TFR.

L'inconvénient majeur de cette méthode demeure les termes d'interférence. L'idée de pouvoir séparer les deux échos, lorsqu'ils sont distants d'une durée inférieure à leur durée propre est primordiale, pour cela la compression d'impulsion est idéale (car ne fait pas intervenir de termes d'interférence). De plus, nous avons besoin d'une information sur l'évolution de la fréquence. Or, nous avons montré qu'une simple *TF* appliquée après compression d'impulsion, ne donne pas de résultat convaincant à cause du principe d'incertitude de

Heisenberg. L'idée serait alors de ne pas réaliser une compression d'impulsion avec une réplique du signal émis, mais de sectionner celui-ci en N «mini-chirp», et de réaliser les N corrélations associées. Ainsi, la démarche serait la même que pour un traitement classique, à l'exception de la corrélation. De manière à pouvoir comparer les N réponses de ce filtrage, il est nécessaire que ces «mini-chirps» présentent la même largeur de bande. Chotiros [CHO02], pour mesurer les pertes du coefficient de réflexion avec la fréquence, utilise des trains de sinus périodiquement émis de façon à couvrir une plus large gamme fréquentielle, et traite les signaux reçus par filtrage passe-bande (au «vrai» sens du terme). Il est alors obligé de faire un compromis entre la durée du signal émis et la résolution. La méthode présentée ici permet d'obtenir une réflectivité par corrélation, et donc, d'utiliser les caractéristiques de la compression d'impulsion. Exprimée différemment, cette méthode peut se voir comme un compromis entre le spectrogramme et la transformée de Wigner-Ville, où la fenêtre analysante est une portion du signal, de largeur fixe en fréquence, mais variable dans le domaine temporel.

4.2.2 L'analyse par banc de chirp

Au chapitre 2, la compression d'impulsion a été présentée comme un outil permettant d'accéder à une résolution verticale inférieure à la durée du signal émis, ceci grâce à la bande fréquentielle de la modulation émise. Une attention particulière devra donc être apportée dans la découpe du signal initial: le désir d'obtenir une réponse en fréquence la plus discrétisée possible (découpe de la bande initiale en un maximum de «mini-bandes») doit être atténué par la perte de résolution associée (plus la mini-bande est étroite, moins bonne sera la résolution de la corrélation).

Aparté analytique: transformée de Fourier d'une modulation de fréquence (cf. annexe 2).

Lors du traitement classique (cf. §4.1.2), nous avons précisé que la corrélation avec le signal émis pouvait être traduite sous forme de filtre, dont la fonction de transfert serait le spectre du signal émis. L'opération se réduit alors à un produit de transformées de Fourier. Cette transformée prend son importance dans ce chapitre, puisqu'il s'agit à présent, de tronquer le spectre du signal émis. La TF d'une modulation linéaire de fréquence $e(t)$ (dont le calcul est donné en annexe) s'écrit, pour

$$e(t) = \cos\left(\omega_0 t + \frac{\mu t^2}{2}\right) \quad -\frac{T}{2} < t < \frac{T}{2} \text{ avec } \omega_0 \text{ la pulsation centrale, et } \mu = 2\pi \frac{B}{T}$$

$$E(f) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} \exp\left(-j \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\mu}\right) [C(x_1) + jS(x_1) + C(x_2) + jS(x_2)] \exp\left(-2j\pi f \frac{T}{2}\right) \quad 4.13$$

où $x_1 = \frac{\frac{\mu T}{2} - (\omega_0 - \omega)}{\sqrt{\pi\mu}}$, $x_2 = \frac{\frac{\mu T}{2} + (\omega_0 - \omega)}{\sqrt{\pi\mu}}$ et C et S sont les intégrales de

$$\text{Fresnel: } C(x) = \int_0^x \cos \frac{\pi}{2} y^2 dy, \quad S(x) = \int_0^x \sin \frac{\pi}{2} y^2 dy.$$

Lorsque $BT \gg 1$, x_1 et x_2 deviennent très grands, et les intégrales de Fresnel tendent vers

0,5; la TF est alors approchée par $|E(f)| \approx \sqrt{\frac{\pi}{2\mu}}$, le spectre présente alors l'allure

rectangulaire «bien connue», malgré quelques oscillations de part et d'autre de la porte.

En utilisant l'algorithme de FFT¹, ces oscillations sont plus marquées (figure 4.10); on peut expliquer ce phénomène d'instabilité numérique par le fait que le signal est à support temporel fini, et dans notre cas, assez bref. L'installation des fréquences n'est pas instantanée. Si on augmente la durée du chirp, pour la même modulation, la fréquence de ces oscillations augmente, mais leur amplitude décroît, de manière à marquer un plateau.

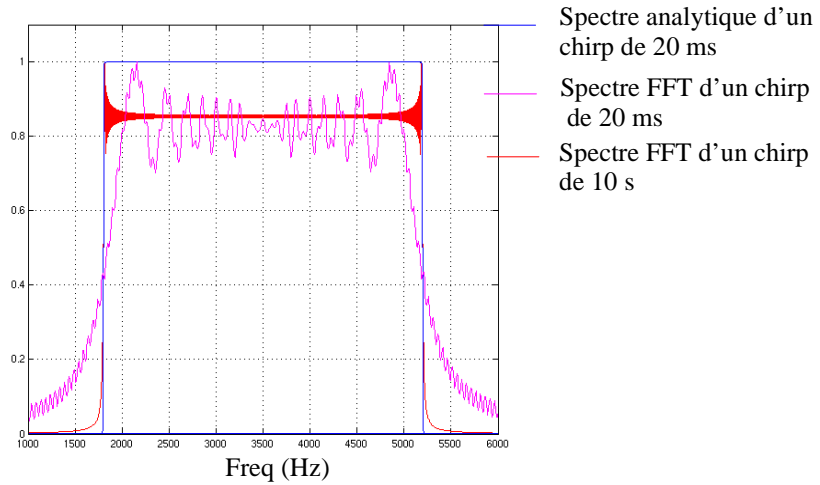


Figure 4.10 Comparaison des spectres analytiques et numériques. Illustration des instabilités numériques engendrées par la longueur de la modulation de fréquence.

Pour la compacité des calculs de corrélation, le choix a été fait de travailler dans le domaine fréquentiel, et non dans le temporel. C'est pourquoi le choix du spectre utilisé est important de manière à limiter les effets de ces instabilités numériques.

Définition de la famille de chirps

Cette méthode propose de réaliser N crosscorrélations du signal reçu avec une série de mini-chirps, de bande (et de durée) identiques, et d'appliquer ensuite un traitement classique d'estimation de réflectivité à chaque compression d'impulsion.

1. Fast Fourier Transform

N estimations de la réflectivité sont alors obtenues pour un tir. La figure 4.11 décrit de façon schématique la méthode.

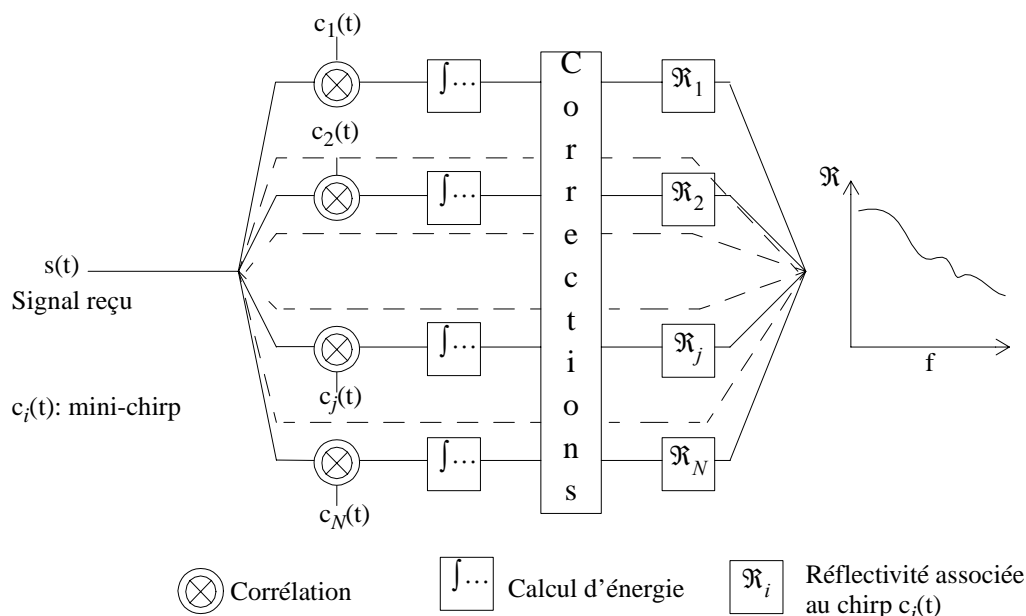


Figure 4.11 Principe de l'estimation de la réflectivité en fonction de la fréquence.

La famille de signaux à corrélérer est constituée de portions de la modulation émise, de bande 400 Hz, et de durée telle que la pente de la fréquence instantanée soit la même que pour le chirp entier, soit 2,4 ms. Il a été envisagé de réduire la bande des mini-chirps (et la durée également), mais en deçà de 400 Hz, le spectre associé est perturbé. La modulation de fréquence n'a pas le temps de «s'installer» sur l'intervalle de temps qui lui est imparti (figure 4.12).

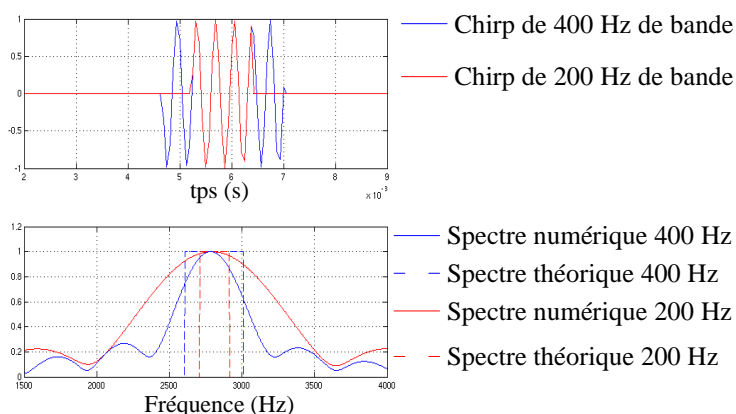


Figure 4.12 Effet de la taille de la fenêtre d'analyse. Comparaison avec le spectre analytique.

La bande fréquentielle de 400 Hz nous permet d'espérer une résolution temporelle de chaque crosscorrélation voisine de 2 ms, ce qui est largement suffisant pour pouvoir encore distinguer les deux réflecteurs (distants de 11 ms).

De manière à couvrir toute la plage de fréquences du chirp initial, en dépit des effets de bords, les modulations de fréquences élémentaires présenteront un recouvrement de 200 Hz entre elles. La famille peut être visualisée sur la figure 4.13.

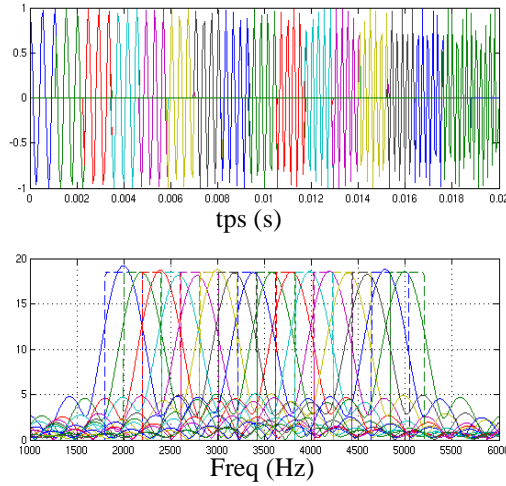


Figure 4.13 Famille de «mini-chirps» pour la compression d'impulsion. En pointillé est représenté le spectre théorique associé à chaque bande.

Application de cette décomposition à un signal test

Soit $s(t)$ une modulation linéaire de fréquence, comprise entre 1800 et 5200 Hz, de durée 20 ms, qui s'est réfléchi sur une interface présentant une rugosité de 3 cm, sur un coefficient de réflexion de -10,4 dB.

Dans un premier temps, nous nous intéressons à une interface plane: le signal test reçu présente donc uniquement une modulation d'amplitude constante, liée au contraste d'impédance. La réflectivité est obtenue en calculant l'énergie présente dans le pic de corrélation, pendant la durée $\delta t = 1/B_m$, où B_m est la bande fréquentielle des mini-chirps (400 Hz):

$$\mathfrak{R}_i = \frac{1}{\delta t} \int_{\tau - \delta t/2}^{\tau + \delta t/2} \Gamma_{sc_i}(t) \quad 4.14$$

avec Γ la fonction d'intercorrélation, $c_i(t)$ le chirp de bande B_m centré sur la fréquence $f_{mi} = 1800 + i \cdot B_m/2$, et τ l'instant du maximum de corrélation. La réflectivité ainsi obtenue est représentée sur la figure

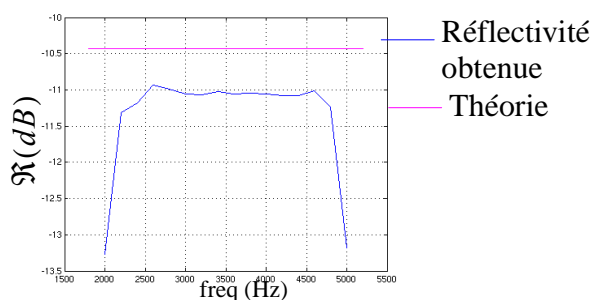


Figure 4.14 Réflectivité obtenue après compression d'impulsion avec le banc de chirp. Comparaison avec le modèle.

L'estimation de la réflectivité se fait avec une erreur de 6% par rapport à la réflectivité théorique. Ce calcul de précision est effectué en prenant en compte

la moyenne des valeurs constituant le «plateau» de la courbe bleue de la figure 4.14. En effet, les valeurs des deux extrema de cette courbe présentent un niveau trop bas, s'expliquant par des artefact numériques («temps de montée» de la *FFT* ne coïncidant pas entre les mini-chirp et le signal test). C'est pourquoi, nous manierons avec précaution (voire, n'utiliserons pas) ces deux valeurs. Il en va de même avec le niveau réfléchi. Le décalage s'explique par le facteur de normalisation. En effet, de manière à ce que ce ne soit pas l'énergie des sous-bandes qui entre en jeu, mais leur ressemblance avec le signal reçu, l'intercorrélacion est normée par rapport au maximum de l'autocorrélacion des mini-chirps. Selon que l'on utilise la valeur théorique de ce maximum, ou la valeur numérique, des variations de niveau sont observées. Conscients de ces considérations numériques, il est à présent possible d'étudier l'effet de la rugosité.

La figure 4.15 présente les réflectivités obtenues en suivant ce traitement pour des surfaces présentant des rugosités variant de 1 à 4 cm.

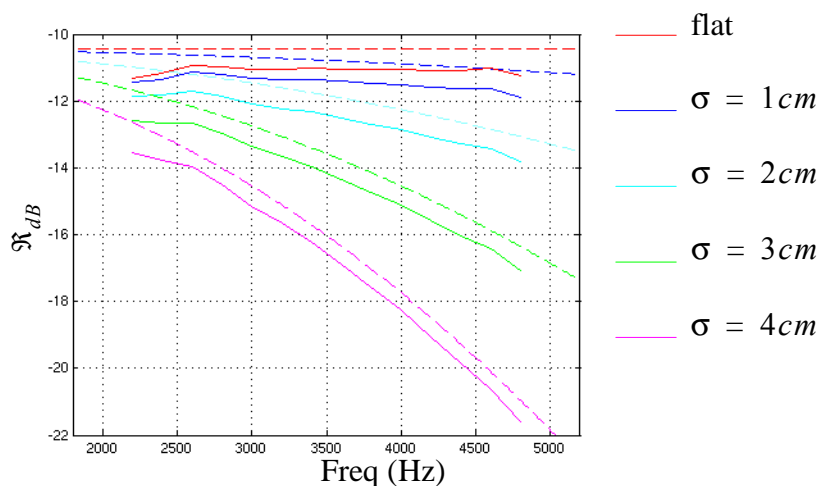


Figure 4.15 Réflectivité (dB) calculée par application de compression d'impulsion avec le banc de chirps, sur des signaux synthétiques simulant différentes rugosités. En pointillés, est représenté le coefficient de réflexion théorique (selon le modèle de Eckart) associé.

Malgré le décalage, constant, entre le coefficient de réflexion calculé selon le modèle de Eckart et la réflectivité estimée, la figure 4.15 montre une bonne adéquation entre la théorie et l'estimation. Afin de valider la méthode, il faut à présent déterminer la «pente» de ces courbes, qui donnera une estimation de la rugosité selon le modèle de

Eckart. Cette détermination se fait par un ajustement du modèle de Eckart selon la méthode du simplex. Le modèle propose le coefficient de réflexion en décibels \mathfrak{R}_{dB} :

$$\mathfrak{R}_{dB} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} - \frac{40}{\log 10} k^2 \sigma^2; \quad 4.15$$

ce qui conduit à l'estimation de $\tilde{\sigma}$ suivante:

$$\tilde{\sigma} = -\frac{\log 10}{40} \cdot \frac{\Delta \mathfrak{R}_{dB}}{\Delta k^2} \quad 4.16$$

L'estimation est menée pour chacune des cinq configurations (surface plate et quatre rugosités), et les résultats sont présentés dans le tableau 4.

σ (cm)	$\tilde{\sigma}$ (cm)	écart-type (mm)	ε %
0	0,3		
1	1,01	$\pm 1,5$	1
2	1,99	$\pm 0,75$	0,5
3	2,96	± 2	1,3
4	3,97	± 3	0,75

TABLE 4. Estimation de la rugosité $\tilde{\sigma}$ (cm) et calcul d'erreur ε à partir de la rugosité vraie σ .

La figure 4.16 représente pour chaque rugosité, les données expérimentales (bleu), la courbe obtenue après estimation de $\tilde{\sigma}$ (rouge), et l'erreur d'estimation.

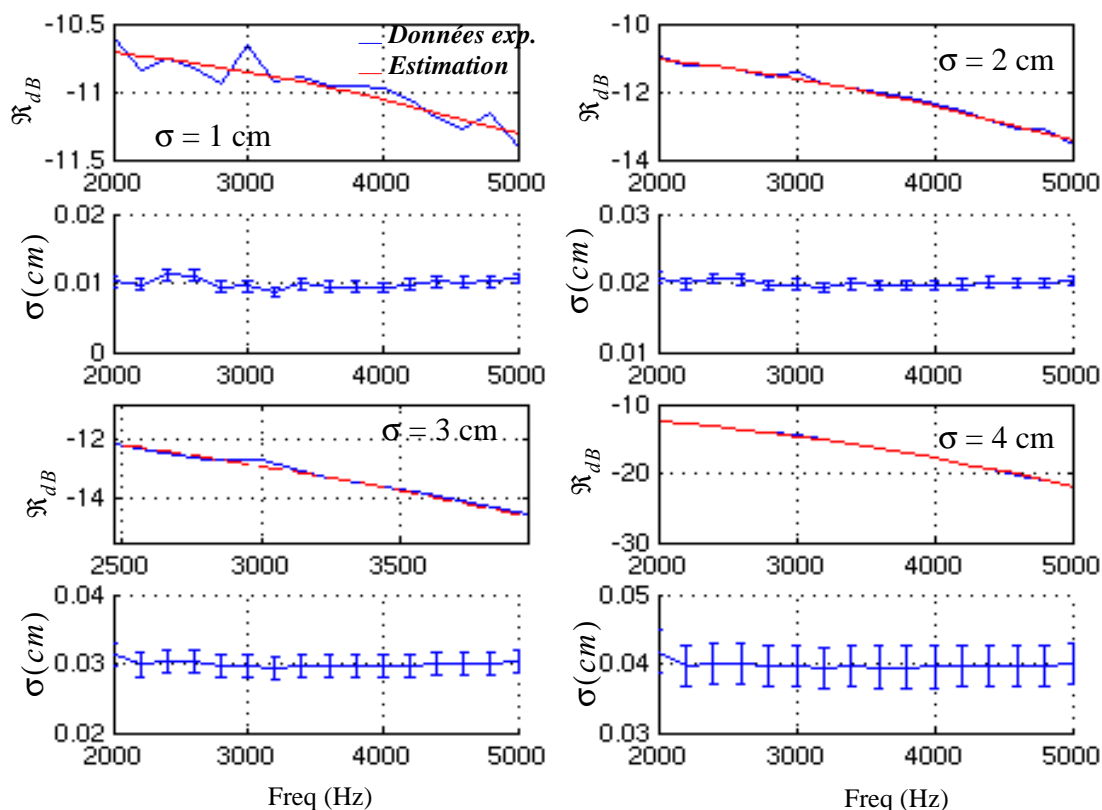


Figure 4.16 Estimation de la rugosité. La légende est identique pour les quatre courbes de \mathcal{R} .

La méthode présentée permet une bonne estimation de la rugosité de surface (erreur par rapport à la valeur théorique de inférieure à 5%), avec une précision acceptable (écart-type inférieur à 5 mm), sachant que l'on cherche à mesurer une élévation moyenne de surface à l'échelle de la zone de Fresnel (entre 11 et 20 m).

Comparons ces valeurs de réflectivité pour différentes rugosités, à celle obtenues après une compression d'impulsion classique:

σ (cm)	$\mathcal{R}_{classique}$ (dB)	\mathcal{R} (dB)
1	-14,48	$-11 < \mathcal{R} < -12$
2	-15,55	$-11,5 < \mathcal{R} < -14$
3	-17,25	$-12 < \mathcal{R} < -17$
4	-19,45	$-13 < \mathcal{R} < -22$

TABLE 5. Comparaison des réflectivités obtenues après un traitement classique, et après utilisation de la méthode proposée, pour différentes surfaces rugueuses.

Ce tableau met en évidence que le traitement classique, sous-estime la valeur de la réflectivité de surface, ce qui se conçoit aisément compte-tenu de la contribution de la rugosité, de plus en plus importante avec la fréquence, selon le modèle utilisé.

Afin de valider complètement la méthode, un bruit blanc, d'amplitude donnée en % de l'amplitude du signal utile, est additionné au signal synthétique avant corrélation. Le tableau 6 résume la robustesse au bruit de la technique en présentant les estimations de rugosité (erreur et écart-type) pour différents niveaux de bruit.

σ (cm)	bruit de 10%			bruit de 5%			bruit de 1%		
	$\tilde{\sigma}$ (cm)	écart- type (mm)	ε %	$\tilde{\sigma}$ (cm)	écart- type (mm)	ε %	$\tilde{\sigma}$ (cm)	écart- type (mm)	ε %
1	1,05	$\pm 5,1$	5	0,92	$\pm 5,2$	8	1,01	$\pm 1,5$	1
2	1,95	$\pm 4,3$	4,3	1,87	$\pm 7,8$	5,3	1,85	± 6	6
3	2,87	$\pm 9,2$	4,4	2,85	± 9	5,3	2,84	± 9	5
4	3,78	$\pm 11,2$	5,5	3,81	± 11	4,75	3,81	± 11	4,75

TABLE 6. Estimation de la rugosité pour différents niveau de bruit, donnés en % de l'amplitude du signal utile.

L'étude sera bornée par un niveau de bruit maximum de 10 %, attendu que les données réelles sont relativement propres, comme l'atteste la figure 4.17. Le niveau de bruit estimé s'élève à 30 dB.

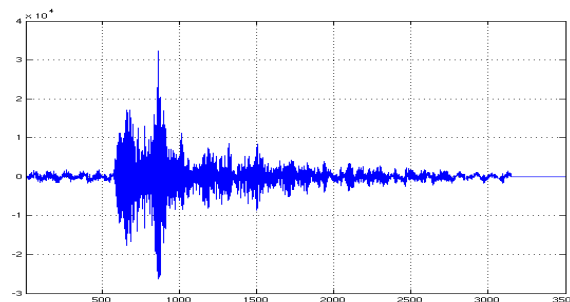


Figure 4.17 Signal reçu peu bruité

On peut constater que la méthode est robuste au bruit, ceci s'explique par l'effet de filtrage passe bande, déjà mentionné, de cette technique.

La méthode ainsi validée, il est à présent possible de l'appliquer aux données réelles du sondeur de sédiments.

4.2.3 Application aux données réelles

Il s'agit à présent d'appliquer cette méthode de compression d'impulsion par banc de chirps à l'ensemble des données acquises durant la campagne Hydratech au sondeur de sédiments. Comme signalé précédemment, l'opération sera menée sur les données brutes, corrigées des effets des transducteurs (sensibilité à l'émission et à la réception).

Avant de dresser une carte de la zone, il est intéressant d'étudier un profil, de manière à le comparer au traitement classique.

Etude d'un profil de sondeur de sédiments

La figure 4.18 présente la réflectivité obtenue après compression d'impulsion avec la famille de chirp, le long d'un profil (soit environ 5000 tirs), en fonction de la fréquence. L'axe des ordonnées indique la fréquence centrale de chaque mini-chirp utilisé pour la corrélation, celui des abscisses, le numéro de tir.

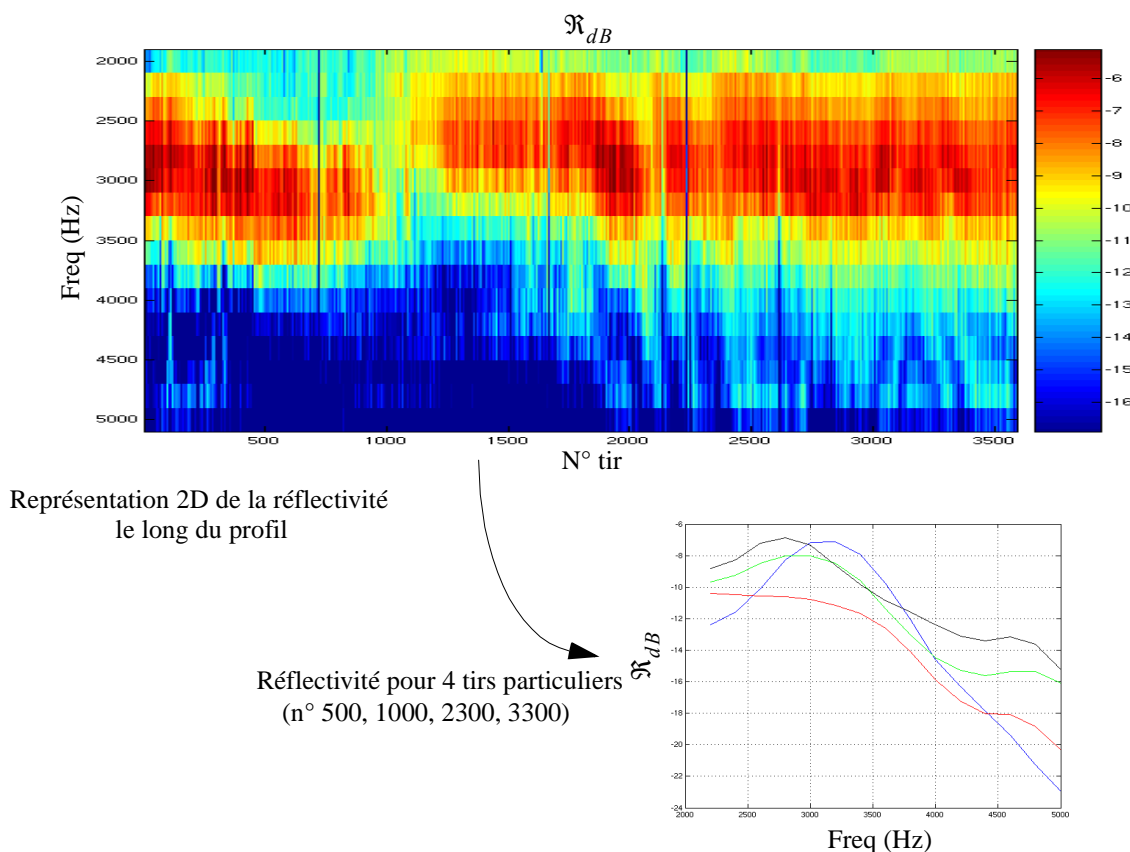


Figure 4.18 Réflectivité en fonction de la fréquence le long d'un profil de sondeur de sédiments.

La première constatation qui ressort de cette visualisation, est le niveau de la réflectivité, présentant une plus grande dynamique, et un niveau plus élevé que lors du traitement classique (figure 4.4): le niveau est ici compris entre -17 et -6dB, pour une variation comprise entre -18 et -14 dB avec un traitement conventionnel. Ceci semble en accord avec les simulations du paragraphe précédent.

Sur chacun des profils, la réflectivité présente une forme de «cloche», avec un rebond dans les hautes fréquences. Cette allure peut s'interpréter comme une résonance à l'intérieur d'une couche mince superposant l'interface. Ce phénomène, déjà décrit au chapitre précédent, impose une condition entre l'épaisseur de la couche, ep , et la fréquence de l'onde incidente f pour satisfaire au critère d'interférences constructives.

Le coefficient de réflexion d'une telle configuration, en incidence quelconque (pour la lisibilité du schéma) s'écrit [BRE82]:

$$V = \frac{V_{10} + V_{21} \cos(2epk_1 \cos \theta)}{1 + V_{10}V_{21} \cos(2epk_1 \cos \theta)} \quad 4.17$$

où les V_{ij} sont les coefficients de réflexion à chaque interface, et k , le nombre d'onde.

Pour l'étude qui nous intéresse, on se place dans le cas d'une incidence normale ($\theta=0$).

En supposant une stratification à gradient d'impédance positif (c'est à dire une augmentation de l'impédance avec la profondeur: $Z_2 > Z_1 > Z_0$), la résonance aura lieu lorsque l'argument du cosinus de l'expression 4.17 sera un multiple de 2π . Ceci se traduit par la relation entre l'épaisseur ep et la fréquence incidente f suivante:

$$ep = \frac{nc_1}{2f}, \text{ n entier.}$$

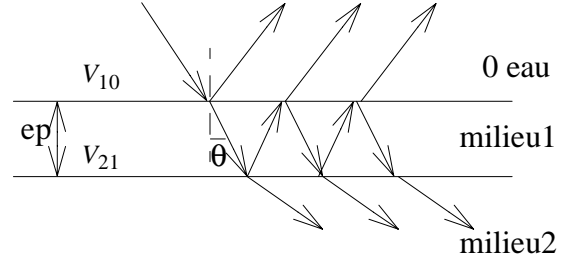
Si l'on considère que l'épaisseur de la couche est en limite de résolution intrinsèque du traitement cohérent, on ne s'intéresse qu'au premier harmonique de cette résonance ($n=1$). Au-delà, la couche serait discernable après compression d'impulsion (dont la résolution est de 23 cm pour un sédiment de célérité 1550 m/s). En effet, pour un sédiment de célérité 1550 m/s, et pour une fréquence de résonance de 2600 Hz, l'épaisseur est un multiple de 30 cm.

La précision sur l'estimation de l'épaisseur est donnée par la relation suivante:

$$\frac{\delta ep}{ep} = \frac{\delta c}{c} + \frac{\delta f}{f}.$$

Même si on ne connaît pas la nature de cette couche superficielle, on peut supposer qu'elle est relativement meuble, c'est pourquoi, une variation de $\pm 10\%$ de la célérité est considérée. En ce qui concerne la précision sur la fréquence de résonance, elle est liée à son mode d'obtention, c'est à dire la corrélation par banc de chirps; l'échantillonnage fréquentiel est donc le recouvrement entre les différents chirps, soit 200 Hz. Lors de la présentation de la méthode, il a été montré qu'il n'était pas possible de réduire la largeur des chirps. Ceci conduit à une épaisseur estimée avec une incertitude voisine de 17 %.

De manière à visualiser l'éventuelle présence d'un phénomène de résonance, la figure 4.19 de gauche représente la carte de la zone des fréquences pour lesquelles la réflectivité est maximale (pour chaque tir), puis à droite, une carte de l'épaisseur associée, en considérant une célérité de 1550 m/s.



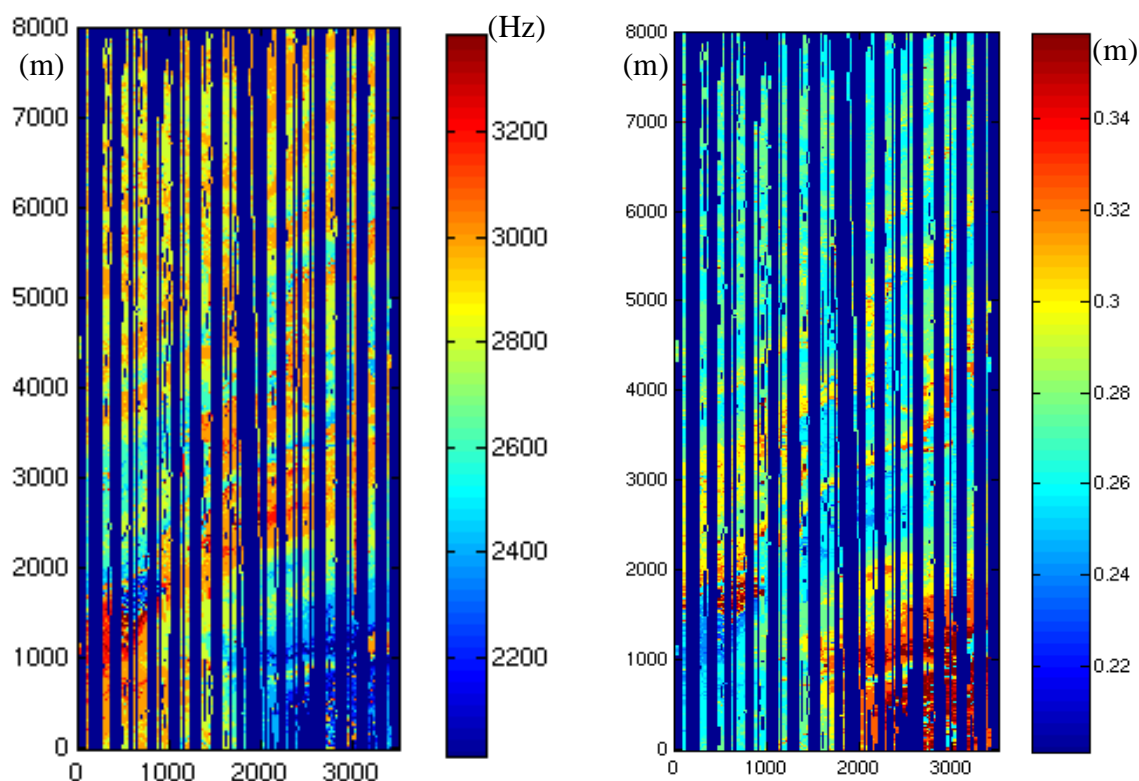


Figure 4.19 Carte des fréquences pour lesquelles la réflectivité atteint un maximum (Hz) (gauche), et épaisseur associée, en prenant une célérité de 1550 m/s (droite).

La carte d'épaisseur, compte-tenu de la précision obtenue après traitement, apporte une information qualitative qui ne serait pas contradictoire avec les résultats observés au sondeur multifaisceau, comme le montrera le chapitre 5. De plus l'orientation privilégiée des zones d'épaisseur différente (inclinées selon l'axe SW-NE) n'est pas sans rappeler l'orientation de la bathymétrie, donnée en début de chapitre.

De manière à exclure toute incertitude liée à la méthode proposée, ce traitement est appliqué à des données issues d'une autre mission, acquises avec le même sondeur, si ce n'est que le signal émis est un chirp de 80 ms. Le résultat est présenté sur la figure 1.19.

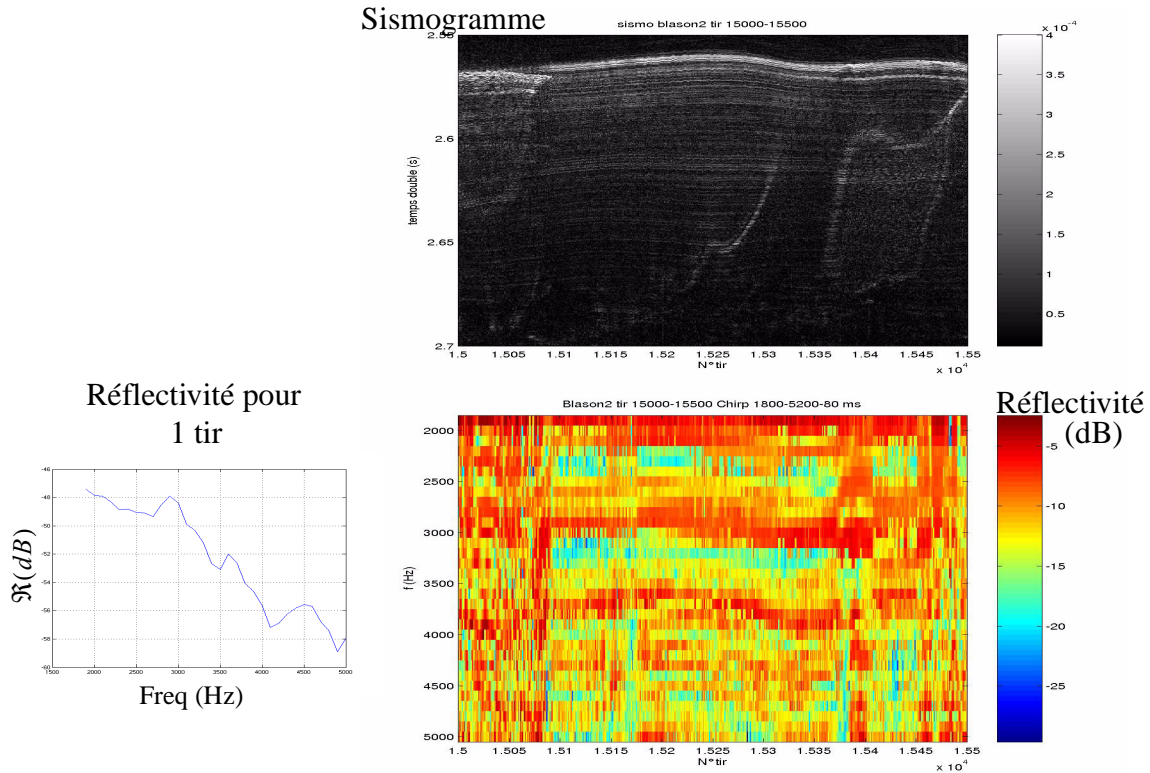


Figure 4.20 Validation de l'hypothèse de couche mince en appliquant la méthode à une autre campagne (profil B2CH132 de la mission Blason 2, remerciements au chef de mission G. Lericollais).

Contrairement aux données Hydratech, toutes les fréquences sont présentes dans cette représentation de la réflectivité. On peut peut-être juste remarquer un effet de stratification entre les tirs 15100 et 15400 aux fréquences voisines de 3 et 4 kHz. Le traitement a priori mis hors de cause, il est intéressant d'analyser la détection (ou non-détection) de cette couche mince.

Le traitement classique, dont la résolution verticale atteint 25 cm théoriquement, n'a pas pu mettre en évidence la présence de cette couche. C'est pourquoi il a été choisi de tester une technique de déconvolution des données brutes du sondeur de sédiments, capable d'améliorer la résolution du système, et de détecter ainsi l'éventuelle présence d'une couche mince.

4.3 Déconvolution

La décomposition en valeurs singulières est un outil largement utilisé en traitement du signal ([DEP88], [VAC91], [MOO95]). Cette décomposition consiste à trouver la base orthonormée dans laquelle peuvent s'exprimer les éléments (vecteur ou colonne) de la matrice considérée; elle est également connue sous le nom d'analyse en composantes

principales (ACP) et ses applications sont nombreuses (biomédical, sismique, séparation de sources, image, etc...).

Définition:

Toute matrice A ($m \times n$) peut se factoriser comme [HAN98]:

$$A = U \Sigma V^T \quad 4.18$$

où U ($n \times n$) et V ($m \times m$) sont des matrices orthogonales contenant respectivement les vecteurs singuliers gauches et droits de la matrice A . L'opérateur T exprime la transposition. La matrice Σ ($m \times n$) est pseudo-diagonale et possède sur sa diagonale les valeurs singulières de A ordonnées de façon décroissante [GOL89]. Ceci peut se résumer comme:

$$\boxed{\begin{matrix} A \\ (m \times n) \end{matrix}} = \boxed{\begin{matrix} U \\ (m \times m) \end{matrix}} \boxed{\begin{matrix} \Sigma \\ (m \times n) \end{matrix}} \boxed{\begin{matrix} V^T \\ (n \times n) \end{matrix}}$$

où

$UU^T = I_m$ et $VV^T = I_n$, avec I_i matrice identité de taille ($i \times i$), $i = n, m$;

et $\Sigma = \text{diag}(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_q, 0, \dots, 0)$ avec $q = \min(m, n)$ et $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_q \geq 0$

Cette décomposition est unique, et cela est assuré par la contrainte d'orthogonalité des matrices U et V [BRO94]. L'unicité est assurée à un facteur près et au signe près. Une fois cette décomposition effectuée, la lecture du rang de la matrice décomposée peut se faire facilement, car il est égal au nombre de valeurs singulières non-nulles.

Application:

Un signal, $r_{theo}(t)$, reçu par un hydrophone, est relié au signal émis de la façon suivante [YIL87]:

$$r_{theo}(t) = w(t) \otimes e(t) + n(t) \quad 4.19$$

où $\dots \otimes \dots$ représente l'opérateur de convolution, $w(t)$ la réponse impulsionnelle du fond, $e(t)$ l'ondelette émise, et $n(t)$ un bruit additif. Le problème de la déconvolution en sonar actif ou en sismique consiste donc à déterminer $\hat{w}(t)$, une estimation de la réponse impulsionnelle du fond. Pour ce qui est de la déconvolution dans le cas des sonars actifs (source connue), classiquement, c'est le filtre de Wiener qui est utilisé [HAY96]. Cette technique consiste à chercher la fonction $a(t)$ qui minimise, au sens des moindres carrés, l'écart entre le signal reçu filtré et le signal désiré. Mathématiquement, ceci conduit à:

$$\Gamma_{ee} \hat{a} = \Gamma_{re} \quad 4.20$$

où Γ est la fonction de corrélation et \hat{a} les coefficients estimés du filtre. On montre que $\hat{a}(t) = \hat{w}(t)$ [YIL87]. Résoudre l'équation 4.20, revient à résoudre le problème suivant:

$$\hat{w} = \Gamma_{ee}^{-1} \Gamma_{re} \quad 4.21$$

On propose ici de résoudre le problème suivant: minimiser la norme de l'écart entre le signal reçu mesuré $r_{mes}(t)$ et $r_{theo}(t)$, ce qui se traduit par:

$$\min \|r_{theo}(t) - r_{mes}(t)\|^2 \quad 4.22$$

Matriciellement, on peut écrire l'expression 4.19 sous la forme:

$$E\hat{w} = \hat{r}_{mes} \quad 4.23$$

avec E la matrice de l'ondelette convolutive (ondelette source), \hat{w} l'estimateur de la réflectivité, et \hat{r}_{mes} le vecteur des données. En appliquant la décomposition en valeurs singulières à la matrice convolutive, il vient:

$$U\Sigma V^T \hat{w} = \hat{r}_{mes} \quad 4.24$$

Soit:

$\hat{w} = V\Sigma^\dagger U^T \hat{r}_{mes}$ avec Σ^\dagger le pseudo-inverse de Σ au sens de Moore-Penrose, c'est à dire que:

$$\sigma^\dagger = \begin{cases} \frac{1}{\sigma} & \sigma \neq 0 \\ 0 & \sigma = 0 \end{cases} \quad 4.25$$

On pose $A^\dagger = V\Sigma^\dagger U^T$, et donc $\hat{w} = A^\dagger \hat{r}_{mes}$.

Cette solution présente l'inconvénient d'amplifier les perturbations du système en présence de bruit, de par la rapide croissance de $1/\sigma$. Pour y remédier, on a recours à des techniques dites de *régularisation* [BJÖ96] qui consiste à tronquer la matrice Σ^\dagger en construisant une matrice $\tilde{\Sigma}$ vérifiant le critère suivant (*svd tronquée*):

$$\tilde{\sigma} = \begin{cases} \frac{1}{\sigma} & \frac{\sigma}{\sigma_1} \geq \varepsilon \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad 4.26$$

En général, en l'absence de bruit, ε est la précision machine. On ne conserve donc que p valeurs singulières, $p < q$. Une étude préliminaire ([LEC02], [DER02]) a permis de mettre en évidence que la technique appelée *L-Curve* [HAN92] détermine le «bon» paramètre de régularisation σ_1 de telle sorte que le bruit n'occulte pas la solution. Brièvement, la L-curve¹, en forme de L (figure 4.21), présente un «coin» plus ou moins marqué suivant le niveau de bruit, séparant les parties horizontales et verticales du L.

La partie verticale correspond à des solutions sous-régularisées, où le paramètre de régularisation est petit (et donc la solution dominée par l'erreur de perturbation). En revanche, la partie horizontale correspond à des solutions sur-régularisées, où la solution est dominée par l'erreur de régularisation.

1. La L-curve est une courbe paramétrée par le nombre de valeurs singulières conservées, p , où l'abscisse est la norme résiduelle et l'ordonnée la norme de la dérivée de la solution.

Le coin apparaît pour un nombre de valeurs singulières où il y a équilibre entre l'erreur de régularisation et l'erreur de perturbation.

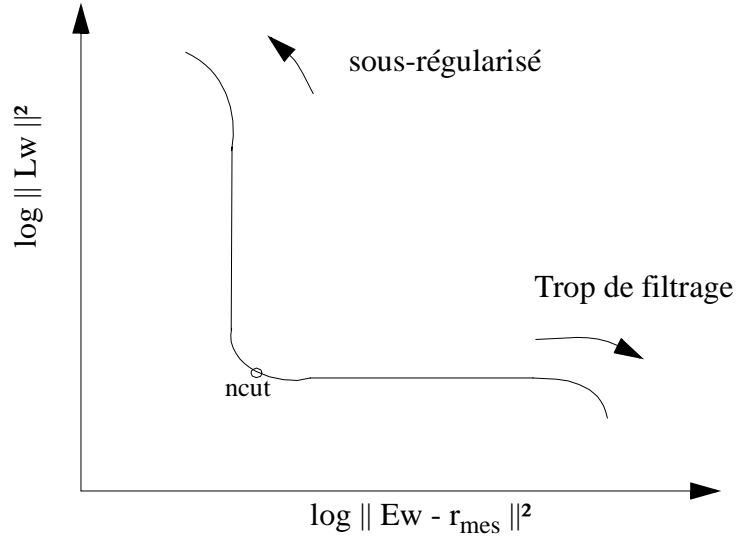


Figure 4.21 L-curve générique, avec L (ordonnée) opérateur de dérivation, critère de régularisation, $ncut$, donné par le coin (•)

Le signal déconvolué s'obtient ensuite par reconstruction à partir de la matrice $\tilde{\Sigma}$ régularisée, c'est à dire contenant les $ncut$ valeurs singulières nécessaires:

$$\hat{w} = V\tilde{\Sigma}U^T\hat{r}_{mes} = \sum_{i=1}^{ncut} u_i^T \tilde{\sigma}_i v_i \hat{r}_{mes_i} \quad 4.27$$

Déconvolution de la somme de deux chirps théoriques

On souhaite séparer deux réflecteurs insonifiés par un chirp $e(t)$ de fréquence comprise entre 1800 et 5200 Hz, de durée 20 ms, le signal reçu s'écrit: $s(t) = e(t) \otimes [\delta(t) + \delta(t + \tau)]$, où δ représente la distribution de Dirac et τ est l'intervalle de temps entre les deux réflecteurs.

Dans un premier temps, seront étudiés des signaux non-bruités, séparés d'un intervalle de temps en limite de la résolution obtenue après compression d'impulsion (figure 4.22 haut gauche). Rappelons que celle-ci est égale, approximativement, à l'inverse de la bande fréquentielle du chirp émis, soit $0,886/3400 = 0,26$ ms.

La matrice convolante contient l'ondelette source échantillonnée.

Puisque l'on travaille en l'absence de bruit, on se contentera de la visualisation de l'évolution des valeurs singulières comme critère de régularisation (figure 4.22 bas gauche).

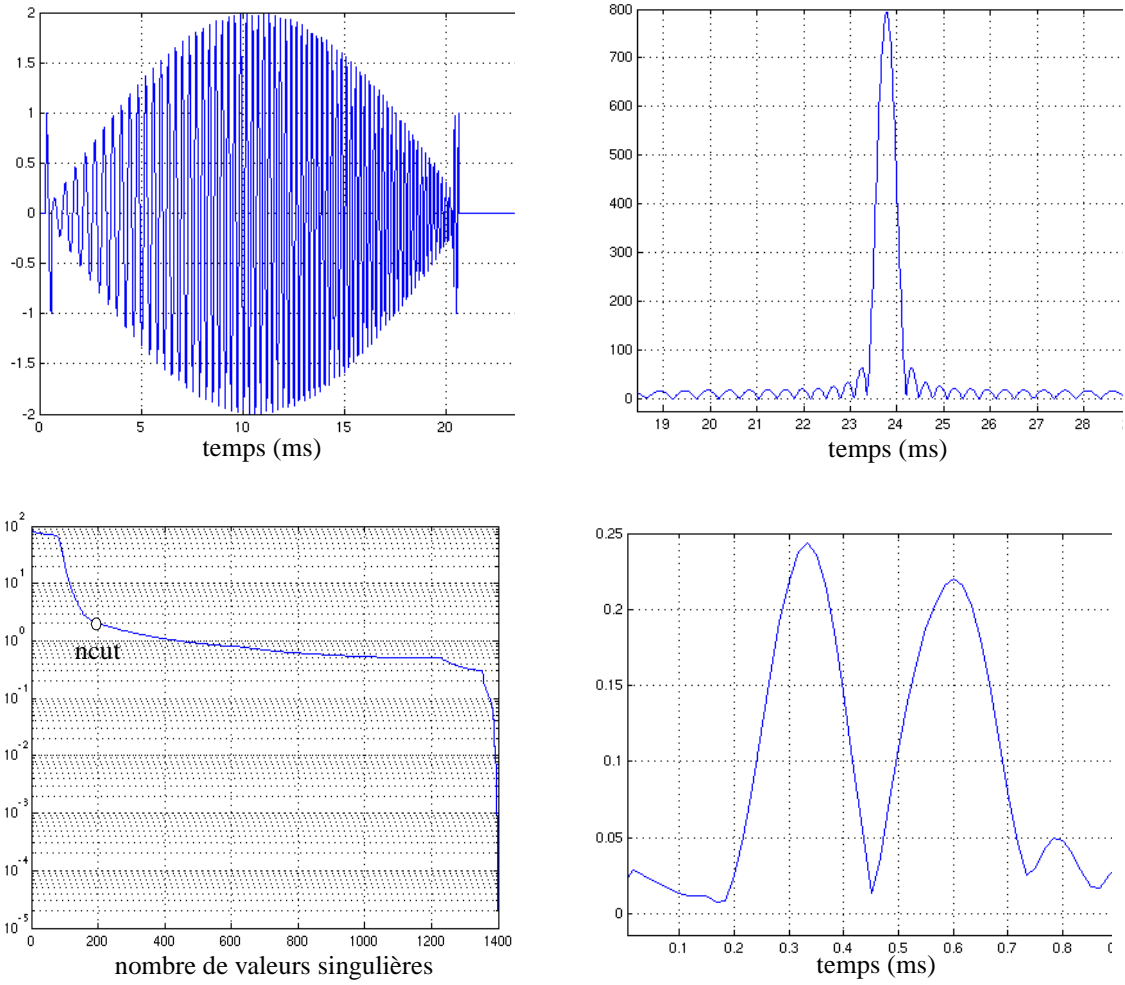


Figure 4.22 *corrélation (haut droite) et déconvolution (bas droite) par svd tronquée (bas gauche) d'une somme de deux chirp distants de 0,28 ms (haut gauche).*

Il apparaît, qu'en deçà de la résolution temporelle de la compression d'impulsion, la déconvolution permet encore de discriminer les deux réflecteurs. Ceci s'explique par le fait que la fonction d'autocorrélation d'une modulation de fréquence peut être perçue comme une approximation de la distribution de Dirac. En effet, l'intercorrrelation du signal reçu avec le chirp émis s'écrit (en injectant l'expression 4.19):

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{re}(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} r(\tau)e(\tau-t)d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} e(\tau-t')w(t')dt' \right] e(\tau-t)d\tau + \int_{-\infty}^{\infty} n(\tau)e(\tau-t)d\tau \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} w(t') \left[\int_{-\infty}^{\infty} e(\tau-t')e(\tau-t)d\tau \right] dt' + \int_{-\infty}^{\infty} n(\tau)e(\tau-t)d\tau
 \end{aligned}$$

l'intégrale $\int_{-\infty}^{\infty} e(\tau - t')e(\tau - t)d\tau$ est la fonction d'autocorrélation de l'ondelette source.

Pour une modulation de fréquence, cette fonction est gouvernée par un sinus cardinal dont la largeur est inversement proportionnelle à la largeur spectrale (cf. chapitre précédent). Donc, plus la gamme de fréquence balayée sera large, plus cette fonction s'approchera d'un Dirac. On pourra alors écrire:

$$\int_{-\infty}^{\infty} w(t') \left[\int_{-\infty}^{\infty} e(\tau - t')e(\tau - t)d\tau \right] dt' \approx \int_{-\infty}^{\infty} w(t')\delta(t - t')dt' = w(t)$$

L'étude de signaux bruités ([LEC02], [DER02]) a montré une bonne robustesse de la *svd* au niveau de bruit dans la résolution de signaux. Néanmoins, son inconvénient majeur demeure le coût en temps de calcul. Puisque cette décomposition permet de filtrer le bruit sans connaissance à priori de celui-ci, il est nécessaire (ou recommandé pour une exploitation optimale) de régulariser chaque signal. Dans la perspective de traiter des profils de campagne entière, il n'est donc pas très envisageable d'utiliser cette méthode en l'état. En revanche, il peut être judicieux de l'appliquer partiellement afin de lever le doute sur cette certaines zones en particulier.

Application à des données réelles

Dans le cadre de l'hypothèse de la présence d'une couche mince (à l'échelle des fréquences incidentes) à l'interface eau-sédiment, la déconvolution précédemment présentée a été testée. On travaille sur les données compensées de l'effet d'antenne (Sl et Sh). La matrice convolante est générée à partir d'un chirp de fréquence comprise entre 1800 et 5200 Hz.

La régularisation par la L-curve, conduit à la courbe de la figure 4.23.

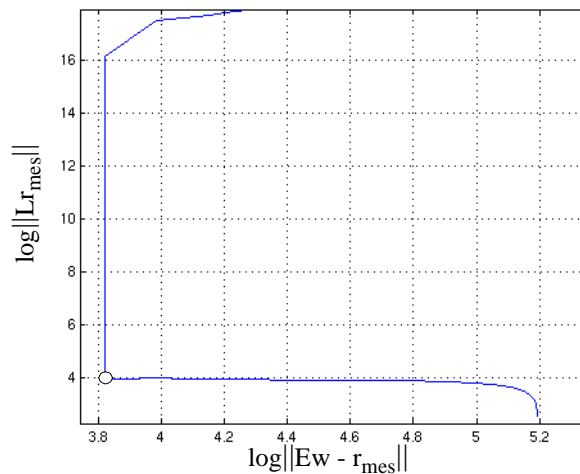


Figure 4.23 Régularisation par méthode de la L-curve et du coin, appliquée à la déconvolution de données chirp réelles.

La déconvolution, sur les données brutes, seulement compensées, conduit au résultat de la figure 4.24.

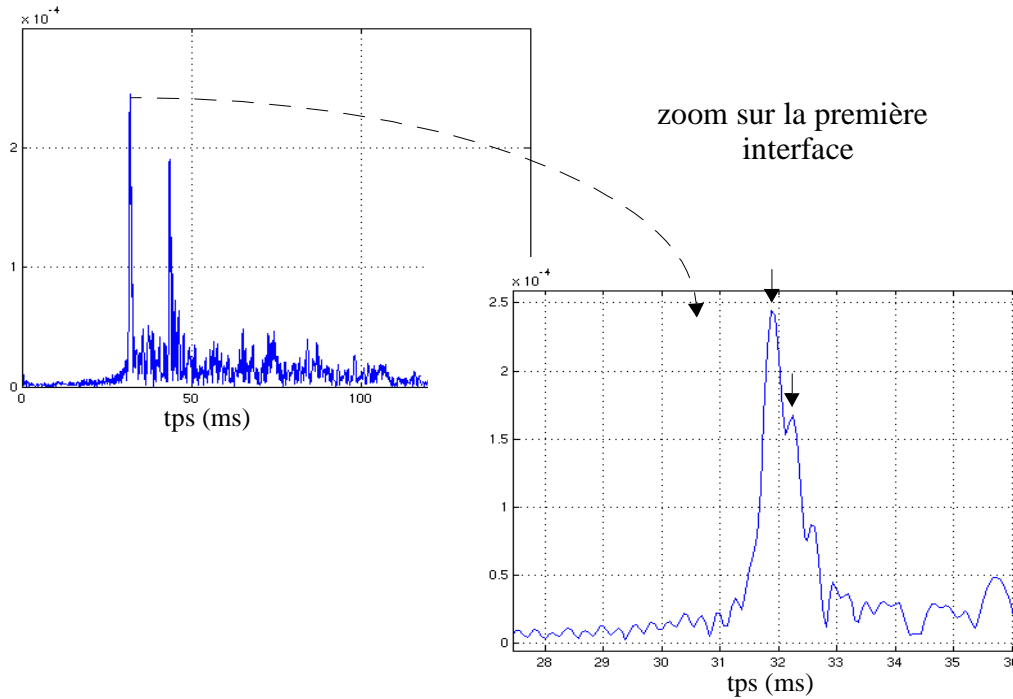


Figure 4.24 Déconvolution par SVD des données brutes, compensées, après régularisation.

Comparons ce résultat à celui de la corrélation (figure 4.25): il apparaît que la résolution est améliorée au dépend du rapport signal à bruit (perte de 5 dB en faveur de la compression d'impulsion). Alors que dans le cas de la corrélation on n'est pas capable de discerner s'il y a deux réflecteurs (sauf par la largeur du lobe principal), on distingue les deux échos après déconvolution.

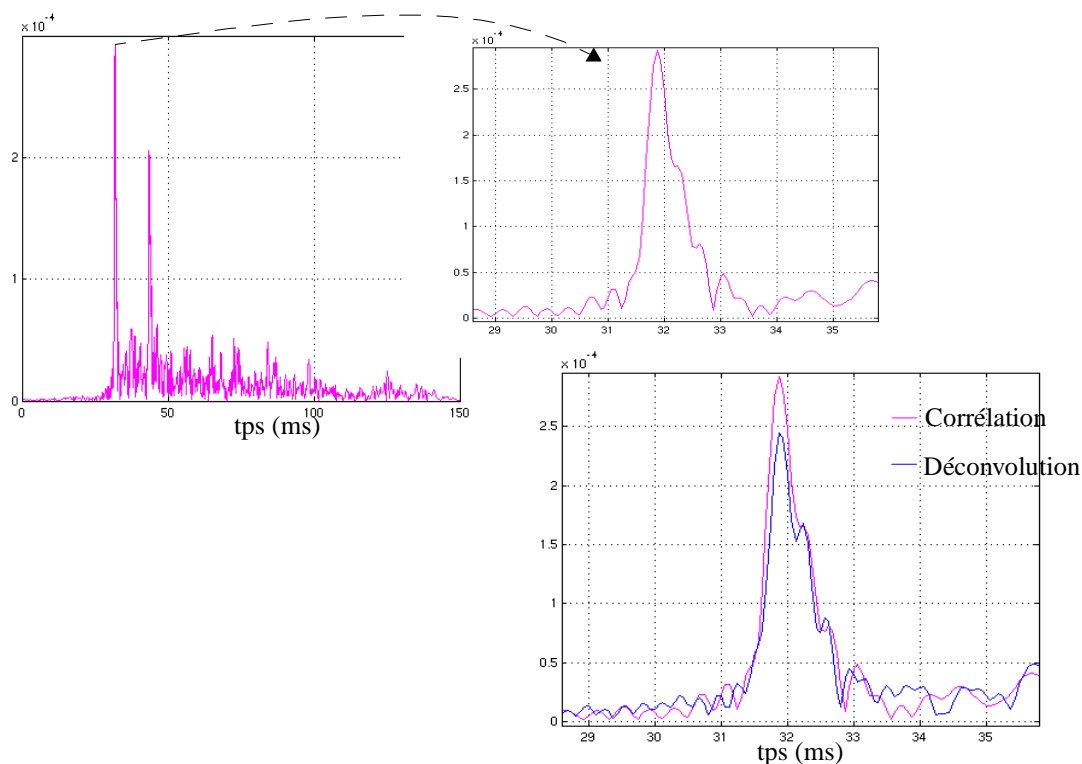


Figure 4.25 Comparaison de la résolution après compression d'impulsion (haut) et déconvolution par SVD. Où la résolution est améliorée, mais pas le rapport signal à bruit (bas).

Bien que distants de 0,35 ms d'après la déconvolution, la corrélation ne «voit» qu'un seul réflecteur. Cette technique permet ainsi de mettre en évidence la présence d'une couche mince à l'interface eau-sédiment.

En appliquant ces deux traitements (correction des sensibilités suivie de la corrélation ou de la déconvolution) à un profil entier, on visualise les sismogrammes normés (par rapport au maximum de chacun de manière à avoir la même dynamique) sur la figure 4.26:

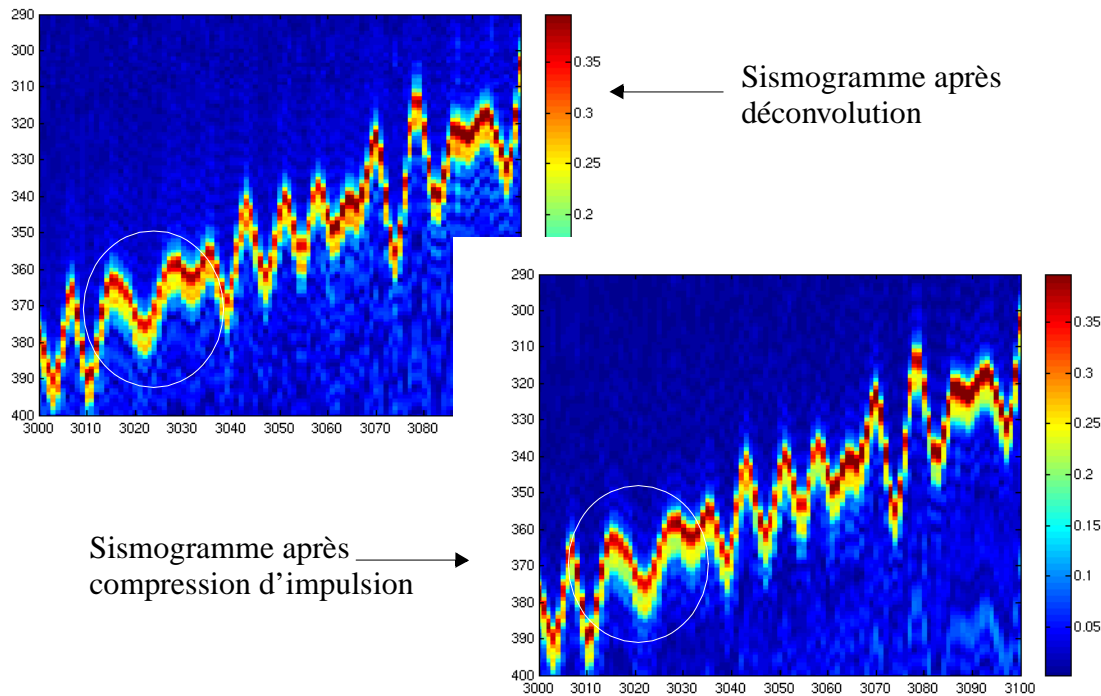


Figure 4.26 Sismogramme obtenus sur 100 tirs le long d'un profil, après compensation des effets d'antenne et déconvolution par SVD (haut) et après corrélation (bas).

Afin de combiner les avantages de ces deux techniques (fort SNR et résolution accrue), il pourrait sembler intéressant d'appliquer la déconvolution après la compression d'impulsion (qui agirait comme un pré-filtre), où la matrice convolutive serait l'autocorrélation de l'ondelette source. C'est ce que propose Michalopoulou [MIC01] avec un comparaisn de la mesure de la réponse impulsionnelle du fond insonifié par une modulation de fréquence obtenue après SVD de la crosscorrélacion, et obtenue après crosscorrélacion «seule». Sa conclusion est que la SVD est trop conditionné par le critère de régularisation. Cependant, si on décompose cette démarche, on comprend l'inefficacité de la méthode.

En effet, utiliser l'autocorrélation du chirp comme matrice de convolution conduit à décomposer la matrice de covariance EE^T (dans l'équation 4.23), et obtenir comme valeurs singulières σ^2 au lieu de σ . Or le problème étant à la base mal-conditionné, en calculant la matrice de covariance, on augmente ce mauvais conditionnement (la troncature du nombre de valeurs singulières utiles va apparaître plus tôt du fait de l'augmentation des petites valeurs). La figure 4.27 montre le critère de régularisation avant et après corrélation, pour des tailles de matrices identiques. Alors que le nombre de valeurs singulières à prendre en compte est de 1930 avant corrélation, il chute à 700 après compression d'impulsion.

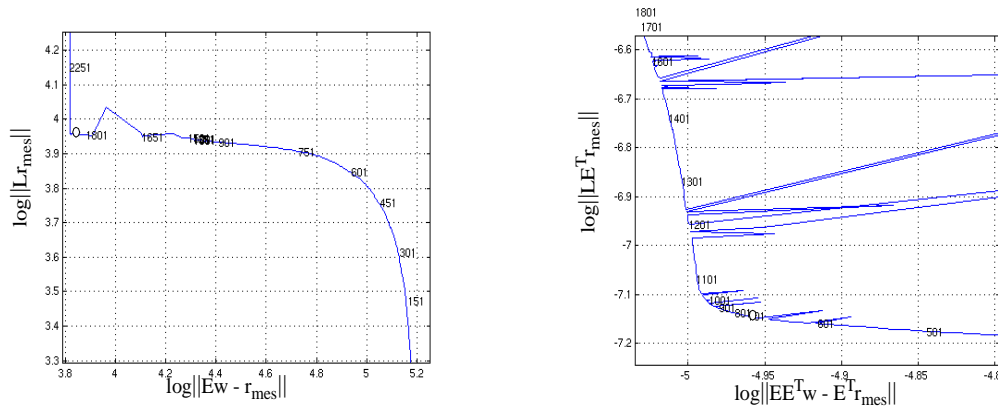


Figure 4.27 Critère de la L-curve appliqué aux données brutes (gauche) et aux données corrélées (droite)

Pour conclure, la SVD associée à la technique de régularisation de la L-curve permet d'augmenter la résolution verticale du sondeur de sédiments. Cette amélioration se fait néanmoins au dépend du rapport signal à bruit (perte de 5 dB, par rapport à celui obtenu après compression d'impulsion). De plus, pour une utilisation optimale, cette méthode nécessite d'appliquer une régularisation pour chaque tir. Si on prend l'exemple de cette campagne, une soixantaine de profils ont été réalisés, chacun contenant en moyenne 5000 tirs; la régularisation qui consiste à recomposer le signal à partir de multiplications matricielles (calcul à effectuer autant de fois qu'il y a de valeurs singulières), n'est pas comparable, en coût de calcul à l'intercorrélation du signal reçu avec une réplique de l'ondelette source.

En effectuant la régularisation sur un tir, et en appliquant le même critère pour tous les autres tirs, le résultat de la déconvolution est entaché d'une incertitude due au rapport signal à bruit. Ceci limite l'utilisation de l'amplitude pour une étude quantitative.

C'est pourquoi, cette méthode pourra servir de contrôle ou de vérification dans le cadre d'hypothèse de couche mince à l'interface supposée après un traitement différent.

4.4 Correction de l'effet couche-mince et estimation de la rugosité

Le paragraphe précédent a permis de mettre en évidence la présence d'une couche résonante (aux fréquences d'utilisation du sondeur de sédiments). Cependant, compte tenu des contraintes de régularisation qu'elle impose (nécessité de régulariser chaque tir), cette méthode n'a pas été appliquée de façon systématique, pour des considérations pratiques, sur l'intégralité de la zone pour mesurer l'épaisseur de la couche. A ce stade de l'étude, le choix s'est porté plutôt sur la faisabilité de l'estimation de la rugosité (décroissance de l'amplitude réfléchi) que sur la caractérisation quantitative de la couche superficielle. De plus, on ne prétend pas pouvoir quantifier de manière absolue les différents contrastes

d'impédance à cause des problèmes numériques déjà évoqués d'une part, mais aussi car aucune calibration du sondeur n'a été réalisée (ce qui n'enlève rien au fait que la méthode «classique» sous-estime la réflectivité par rapport à la méthode proposée). Les corrections de niveau sont faites à partir de mesures de sensibilité réalisées en bassin. L'idéal serait de pouvoir mesurer le signal réellement émis par le sondeur, et l'amplitude réfléchi pour un fond connu. On s'intéresse essentiellement aux pentes des courbes de réflectivité qui pourraient traduire la rugosité d'interface, quelque soit l'offset.

On souhaite soustraire la composante «couche-mince» de la donnée de réflectivité, de manière à en extraire une estimation de la rugosité. Cette approche est basée sur l'hypothèse simpliste que le coefficient de réflexion global d'une telle configuration (figure 4.28, qui pour la lisibilité du schéma est réalisée en incidence oblique) est donné par l'expression $V = f(\cos \Phi \cdot \exp(-2k_1^2 \sigma^2))$ où $\cos \Phi$ serait la contribution de la couche mince (où Φ fonction de l'épaisseur et de la fréquence incidente), et l'exponentielle, celle de la rugosité (analogie avec le modèle mathématique empirique de rétrodiffusion angulaire: contribution de trois composantes reflétant la dépendance angulaire de l'indice de rétrodiffusion).

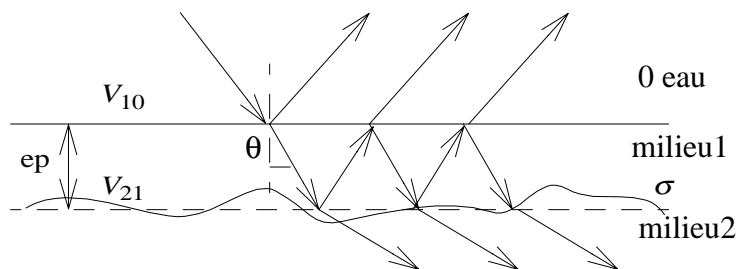


Figure 4.28 Représentation de la configuration modélisée: une couche mince (lisse au regard du sondeur de sédiment) recouvrant une interface rugueuse.

L'idée de considérer une zone test sur laquelle appliquer l'ajustement, et supposer par la suite que la couche sédimentaire est homogène sur toute la zone (ce qui paraît plausible, compte-tenu de la bathymétrie inclinée) a été abordée. Cependant, l'ajustement se faisant non seulement sur les paramètres géoacoustiques de la couche superficielle, mais aussi sur l'impédance du socle (comme l'atteste l'expression du coefficient de réflexion de l'équation 4.17), cette méthode aurait conduit à supposer que le socle était lui aussi homogène, ce qui, en revanche, semble peu probable au vu des sismogrammes (figure 4.29).

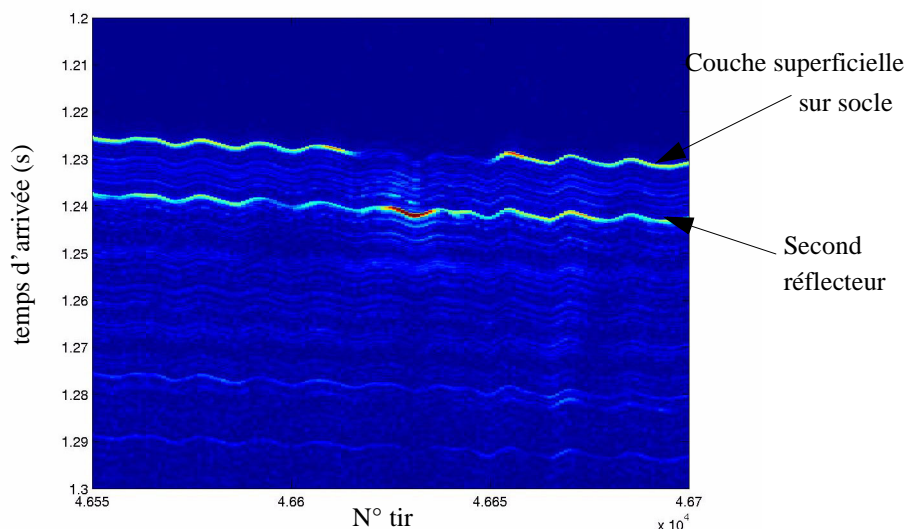


Figure 4.29 Sismogramme (après traitement cohérent) où l'on peut voir les variations de structures de l'interface

Une segmentation sur la fréquence de résonance pour y déterminer différentes classes de couches, en fonction de leur épaisseur, ne semble pas non plus adapté à la problématique, comme peut le montrer la figure 4.30 qui présente la carte des fréquences de résonance f_r en regard de la carte des amplitudes de la réflectivité associées \mathfrak{R}_{max} . Une classe de fréquence ne correspond pas à une classe de réflectivité.

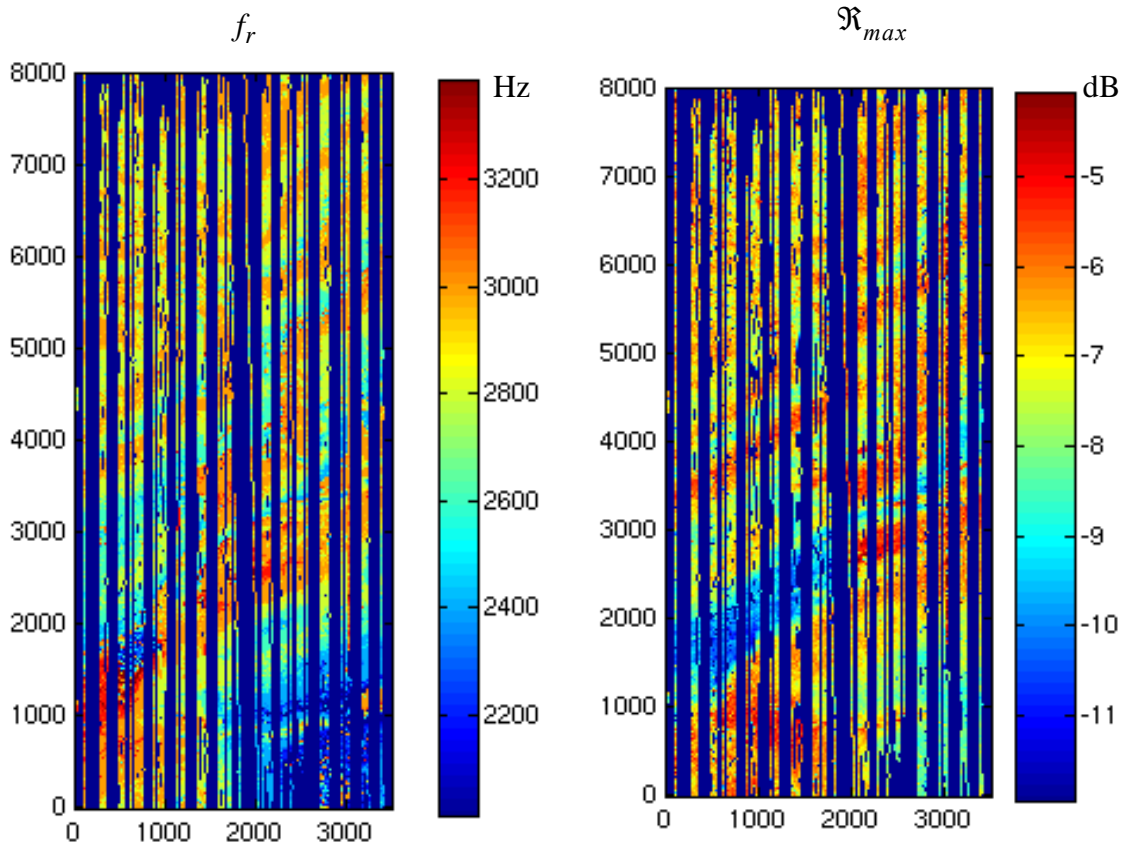


Figure 4.30 Carte des fréquences de résonance f_r (gauche) en regard de la carte des amplitudes maximales de la réflectivité en \mathcal{R}_{max} dB (droite).

La démarche sera alors la suivante:

- segmentation de la zone en deux classes: celle pour laquelle la méthode de banc de chirp ne permet pas de distinguer de couche superficielle (pas de fréquence de résonance f_r pour la réflectivité), comme le montre la courbe noire de la figure 4.31; et une classe pour laquelle une couche fine est détectée, d'épaisseur variable (en fonction de la fréquence de résonance observée); la frontière entre ces deux classes, choisie de manière arbitraire, se situe à 2500 Hz;

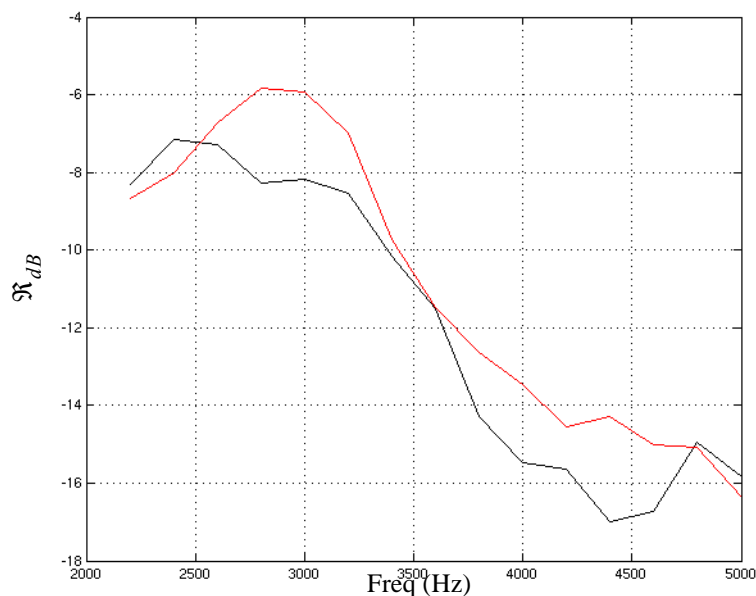


Figure 4.31 Classification des réflectivités en deux classes: l'une, sans fréquence de résonance apparente (noire), l'autre, avec résonance (rouge).

- estimation de la rugosité selon la méthode exposée au paragraphe § 4.2.2 pour la classe ne présentant pas de fréquence de résonance;
- ajustement d'une courbe sinusoïdale empirique, correspondant à la composante couche-mince, dont la fréquence est imposée par la résonance du coefficient de réflexion pour les tirs présentant une fréquence de résonance;
- correction de la réflectivité de l'effet couche-mince pour la deuxième classe;
- estimation de la rugosité selon la méthode exposée au paragraphe § 4.2.2 pour la seconde classe;
- réalisation d'une carte de la rugosité.

La démarche peut être résumée dans le diagramme de la figure 4.32:

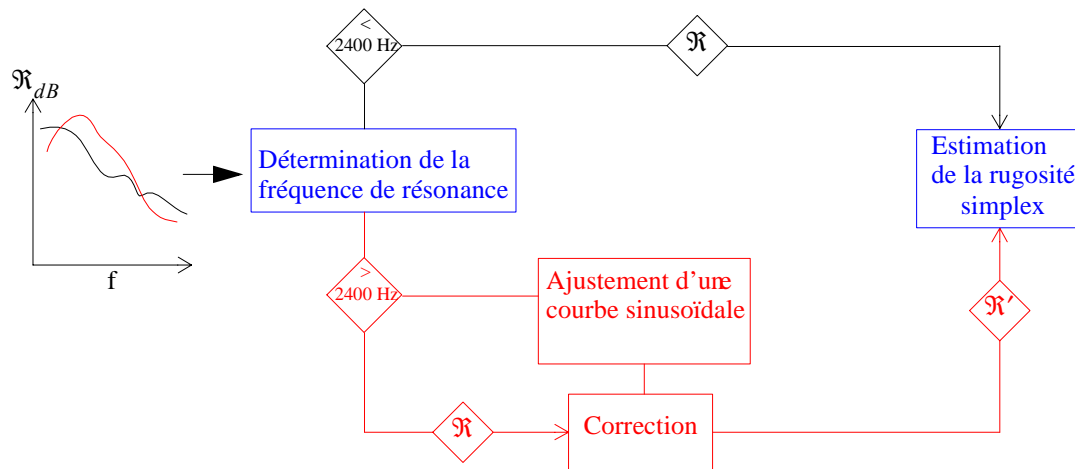


Figure 4.32 Diagramme du traitement proposé en vue de l'estimation de la rugosité selon le type de profil.

La démarche est illustrée sur un signal test:

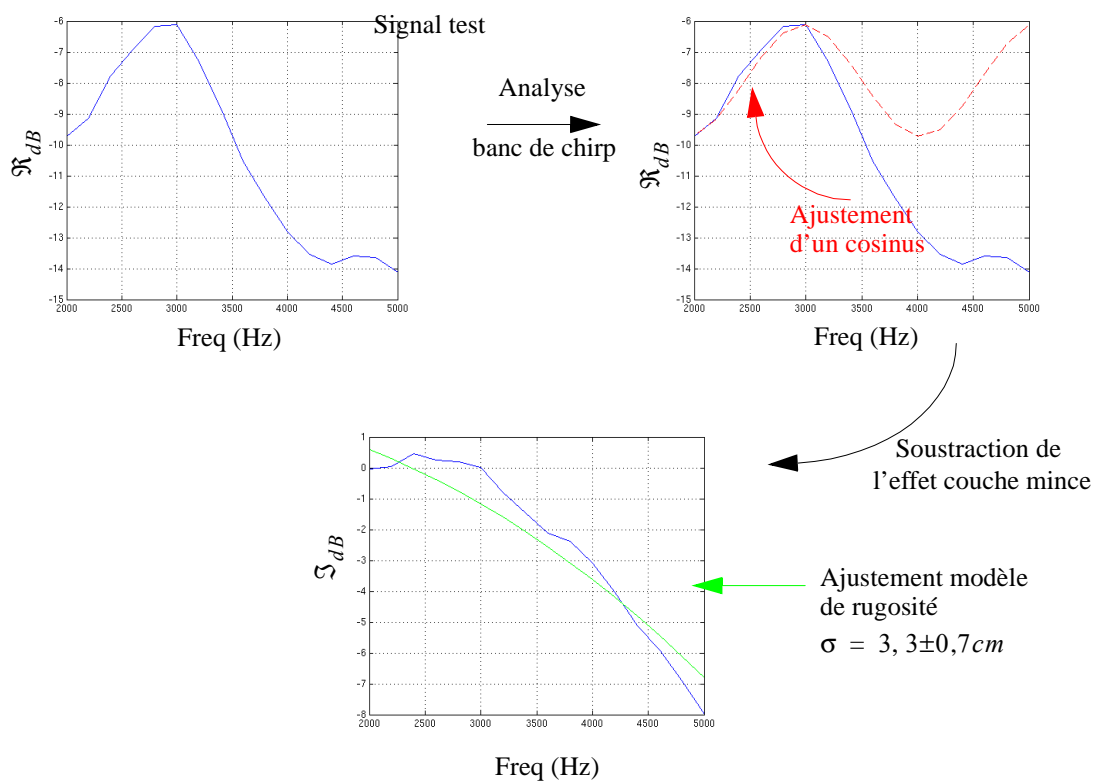


Figure 4.33 Estimation de la rugosité sous une couche mince

En appliquant cette méthode sur l'ensemble des tirs de tous les profils constituant la zone d'étude, il est possible de dresser une carte de la rugosité de surface, comme l'atteste la figure 4.34.

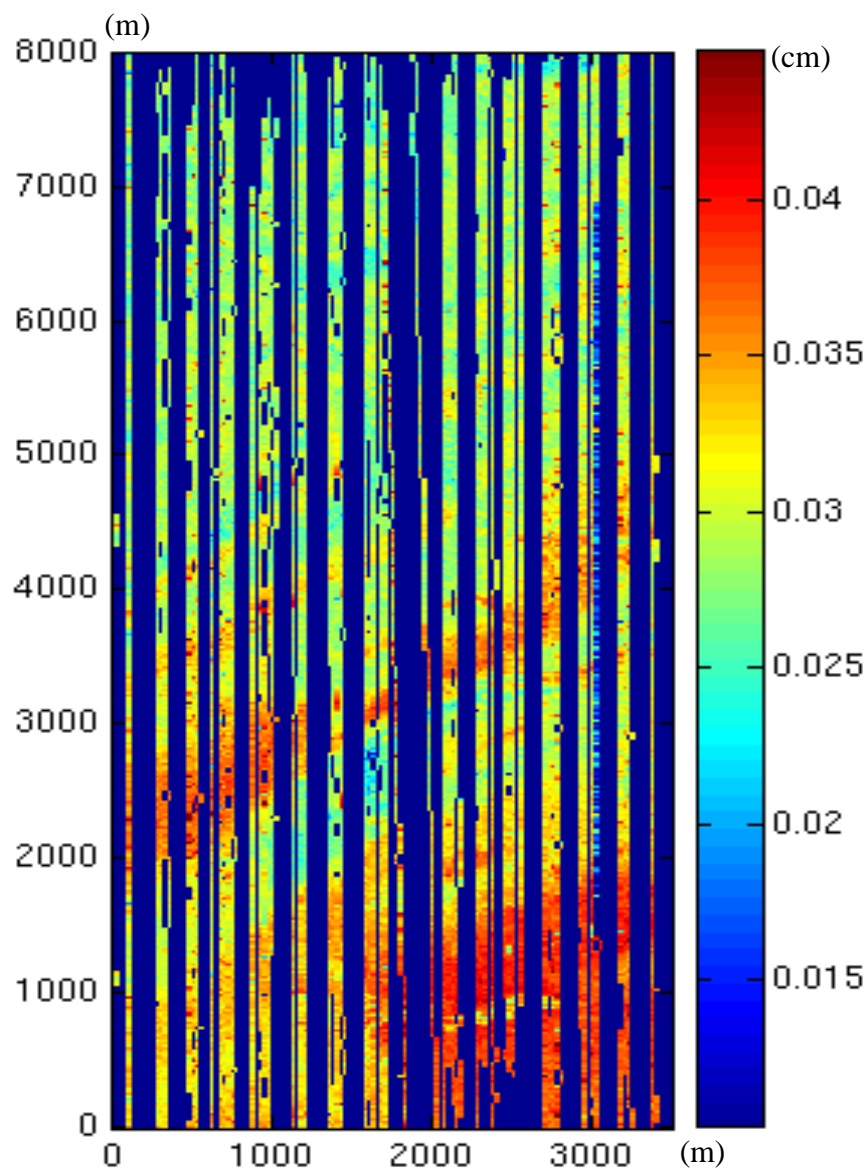


Figure 4.34 Carte de rugosité

Il est intéressant de confronter cette carte avec celle de la réflectivité obtenue par un traitement classique (figure 4.35).

En effet, les zones de faible réflectivité «globale», c'est à dire après compression d'impulsion avec le chirp entier, coïncident avec les zones où la rugosité serait la plus marquée (notamment en bas à droite de la carte), ce qui est en accord avec la théorie de Eckart [ECK53]. Cette carte montre qu'il faut donc considérer avec précaution les valeurs de réflectivité obtenues traditionnellement.

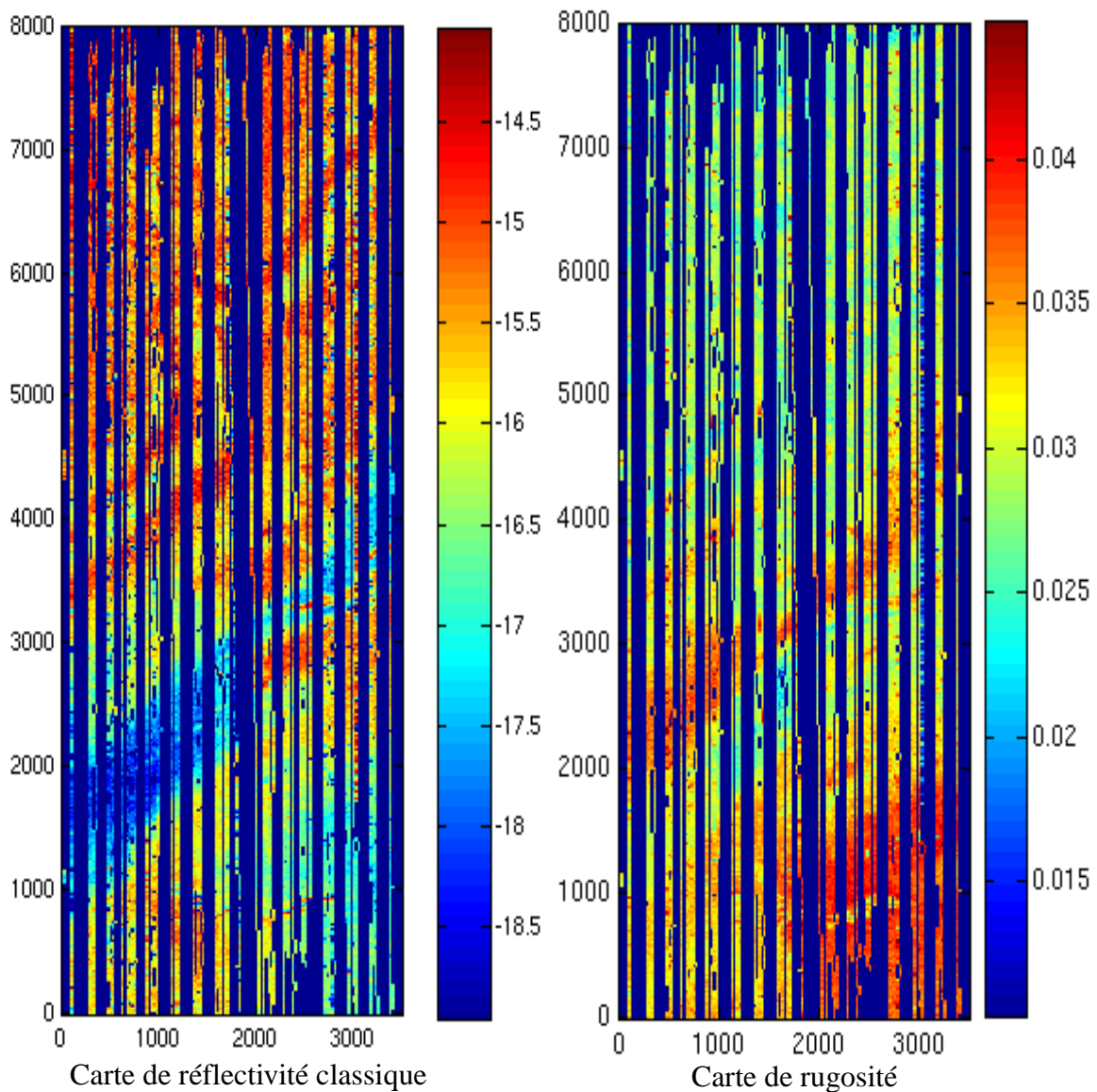


Figure 4.35 Comparaison des cartes de réflectivité classique (gauche) et de rugosité (droite).

Confronté, dans cette étude, à la présence d'une couche superficielle (d'une trentaine de centimètres d'épaisseur), résonante aux fréquences d'utilisation du sondeur de sédiment (cf. §4.3), l'inversion en vue de l'obtention d'une carte de contraste d'impédance associé à la couche rugueuse n'a pas pu être traitée. Néanmoins ces résultats sont encourageants dans la mesure où ils apportent une nouvelle approche sur la mesure de la réflectivité au sondeur de sédiments. Celle-ci (approche fréquentielle de la réflectivité de surface) permet en effet de détecter des réflecteurs d'épaisseurs inférieures à la résolution du système d'une part, et d'estimer la rugosité des interfaces. Ces éléments maîtrisés, ils pourraient être utilisés pour corriger les amplitudes des strates plus profondes.

4.5 Conclusion

L'approche fréquentielle a permis de dissocier deux types d'informations: une information liée à la fréquence (résonance), et une information liée à l'amplitude (rugosité).

Ce chapitre, à travers ses deux approches différentes (étude fréquentielle associée à une méthode de déconvolution), permet d'envisager la présence d'une couche superficielle, dont la carte d'épaisseur a pu être dressée. Bien que la précision obtenue par l'approche fréquentielle ne soit pas très bonne (17% en moyenne), la déconvolution appliquée à un profil conforte cette hypothèse. Une comparaison de la réflectivité obtenue au sondeur multifaisceau EM300 va permettre de montrer que cette hypothèse n'est pas contradictoire avec les possibilités d'investigation de cet outil.

De plus, l'analyse de la rugosité, par comparaison avec la réflectivité obtenue en sismique, permettrait d'expliquer en partie les différences observées.

Cette étude pourrait être complétée par une analyse fine de l'effet couche-mince associé à l'effet de relief, ce qui permettrait de dresser une carte de contraste d'impédance, directement comparable à celle de sismique.

Où il sera question de comparer la mesure de réflectivité avec celle obtenue avec le sondeur EM300 et celle obtenue après traitement des données de sismiques HR3D, après une présentation des performances de chacun de ces deux outils (EM300 et sismique HR3D). La comparaison avec le sondeur multifaisceau ne sera que qualitative (en caractérisation géoacoustique), compte-tenu du peu de données disponibles, mais permettra d'asseoir certaines hypothèses de travail posées dans le cadre de l'étude du sondeur de sédiments notamment l'éventuelité de la présence d'une couche superficielle.

La comparaison avec les données de sismique portera sur la bathymétrie et sur la réflectivité. Il sera montré qu'en dépit de l'augmentation de la durée d'intégration du signal de sondeur de sédiments pour tendre vers une fenêtre d'analyse comparable à celle de la sismique, les variations de réflectivité ne sont pas totalement comparables. Cette analyse permettra de valider la mesure de la perte d'énergie réfléchie par diffusion à l'échelle du sondeur de sédiments.

Chapitre 5

Comparaison de la réponse du fond obtenue avec différents outils

La campagne Hydratech avait pour objectifs d'étudier à différentes échelles de résolution le glissement de Storegga; à cet effet, trois outils d'imagerie acoustique ont été mis en oeuvre: le sondeur de sédiments (objet de l'étude du chapitre 4), le sondeur multifaisceau EM300, dont la fréquence de travail est centrée sur 31,5 kHz, et la sismique HR3D, dont la fréquence centrale se situe autour de 150 Hz. A travers ce chapitre, il sera montré que l'interface eau-fond varie en fonction de l'outil utilisé, et que le sondeur de sédiments paraît l'outil adapté pour faire la transition entre les mesures sismiques et les mesures acquises au multifaisceau.

5.1 Imagerie EM300 vs. réflectivité sondeur de sédiments

5.1.1 Formation de l'image de l'EM300 - Résolution

Le sondeur EM300 opère à des profondeurs variables entre 50 et 5000 m, avec des ouvertures angulaires variables de manière à optimiser la qualité de la couverture sur le fond (au total, cinq modes de fonctionnement). Nous nous attacherons à décrire uniquement les caractéristiques du mode «deep», mode utilisé lors de la campagne Hydratech.

Le sondeur, après avoir «éclairé» un couloir d'ouverture angulaire 150° reçoit 135 faisceaux, chaque faisceau présente une ouverture angulaire de 1° longitudinalement (θ_L dans le sens d'avance du bateau) et de 2° latéralement (θ_T dans le sens transverse du bateau) comme indiqué sur la figure 5.1.

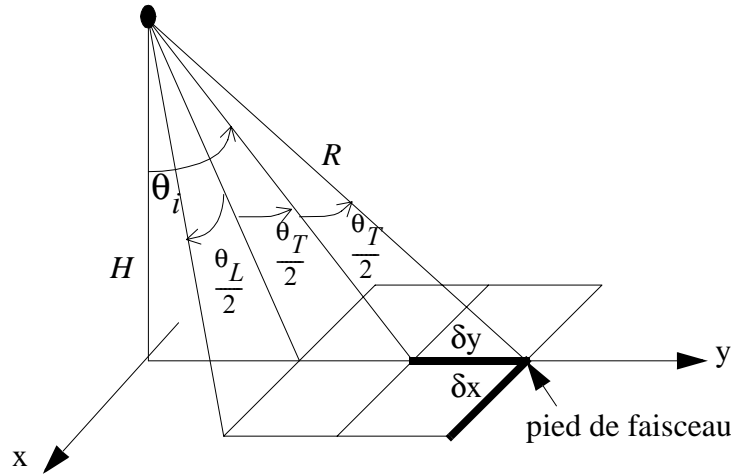


Figure 5.1 Ouverture angulaire d'un faisceau

Résolution en bathymétrie

Dans la direction longitudinale, deux cibles ne sont pas séparables si elles sont dans le même lobe de directivité dans le plan horizontal. La résolution longitudinale dépend donc de l'ouverture angulaire θ_L et de la distance oblique R , et est donnée par $\delta x = \theta_L R$.

Dans la direction transversale, c'est la dimension de l'empreinte au fond qui est considérée, δy , donnée par $\delta y = H \theta_T / \cos^2 \theta$. Actuellement, des travaux sont en cours pour améliorer cette résolution en utilisant la donnée de réflectivité [SIN00], [ABU04].

Que ce soit longitudinalement, ou transversalement, la résolution en bathymétrie se dégrade lorsqu'on s'écarte de l'incidence normale. La figure 5.2 montre l'évolution de ces deux résolutions dans le cas du sondeur EM300, pour une hauteur d'eau de 1000 m.

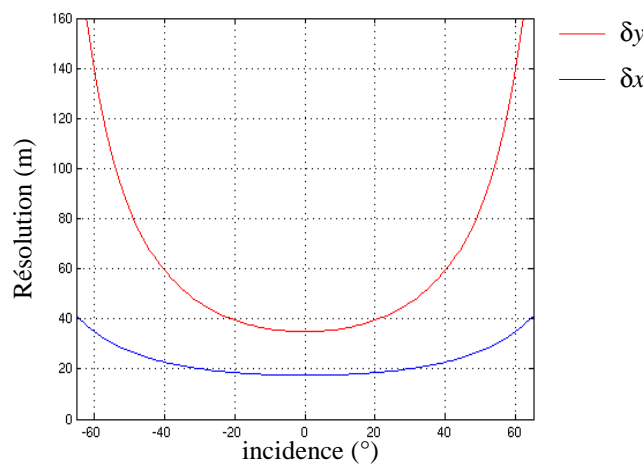


Figure 5.2 Résolution bathymétrique de l'EM300.

Résolution en imagerie - échantillonnage spatial

Dans la direction longitudinale, la résolution est identique à celle de la bathymétrie. Elle est donc meilleure proche de l'incidence normale avec de faibles ouvertures.

Contrairement à la bathymétrie, où les données sont moyennées à l'intérieur de la cellule de résolution (pour les systèmes Simrad), chaque échantillon est utilisé pour constituer le signal d'imagerie. Si deux cibles sont distantes d'un intervalle de temps inférieur à la durée de l'impulsion émise, τ , elles seront confondues. La résolution n'est donc plus liée à la largeur du lobe de directivité, mais est donnée par la «longueur» du signal projeté sur le fond. En supposant un trajet des ondes acoustiques rectiligne, il est possible d'obtenir une estimation de la distance sur le fond inter-échantillon $\delta y = y_t - y_{t-\tau}$.

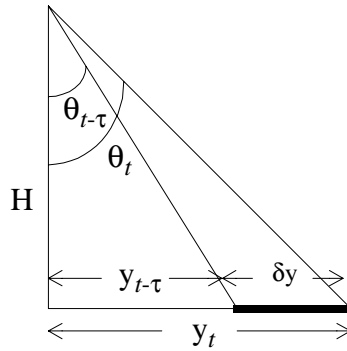


Figure 5.3 Calcul de la résolution transversale en imagerie.

Cette distance s'écrit $\delta y = H \tan(\theta_t - \theta_{t-\tau})$.

Or l'angle d'émission θ_t à l'instant t est donnée par la relation $\theta_t = \arccos\left(\frac{H}{H + ct/2}\right)$. En injectant cette expression dans celle de δy , on estime la résolution transversale. Le positionnement spatial des échantillons sur le fond n'est donc pas linéaire.

La distance maximale entre deux échantillons est celle entre les deux premiers échantillons:

$$\delta y = H \tan\left(\arccos\left(\frac{H}{H + c\tau/2}\right)\right) = 86,7 \text{ m};$$

puis elle décroît rapidement jusqu'à 4,13 m. La figure 5.4 représente cette résolution, en fonction de l'angle de visée. Le positionnement spatial des échantillons n'est donc pas linéaire, les données temporelles sont très espacées autour de la verticale mais se rapprochent rapidement sur les faisceaux latéraux. Cette caractéristique est à prendre en compte lors de la réalisation de mosaïques d'images sonar; ces mosaïques consistent à replacer chaque échantillon de réflectivité sur une matrice dont les éléments sont régulièrement espacés. Afin d'obtenir une ligne de mosaïque complète, certains éléments sont dupliqués (échantillons proches de la verticale), et les pixels latéraux sont, quant à eux, le résultat d'une moyenne des données brutes.

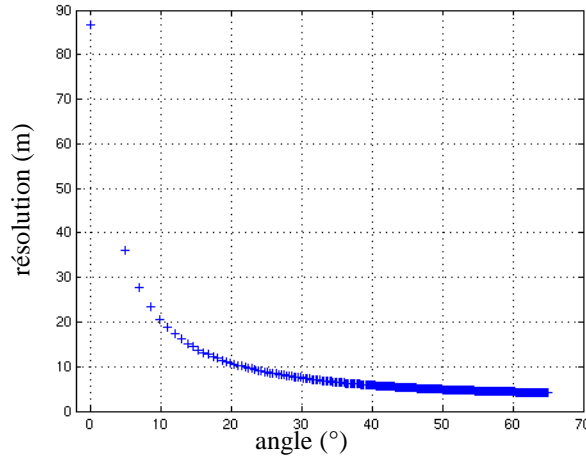


Figure 5.4 Résolution transversale en imagerie pour l'EM300.

Aire insonifiée

L'aire insonifiée dépend de la géométrie du faisceau, θ_L et θ_T , et de la durée de l'impulsion τ . On distingue deux modes d'insonification: le régime d'impulsion longue, autour de l'incidence verticale, où la durée de l'impulsion est telle que l'aire insonifiée est supérieure ou égale à l'intersection du pied de faisceau avec le fond; le régime d'impulsion courte, où la durée d'impulsion est trop courte pour insonifier le pied de faisceau entièrement (pour plus de détail, le lecteur pourra se reporter à [DUG97]).

L'aire insonifiée à chaque instant t_i s'écrit alors:

$$A_{t_i} \begin{cases} = \theta_L \theta_T R_{t_i} / \cos \theta_{t_i} & \text{longue} \\ = \theta_T R_{t_i} c \tau / 2 \sin \theta_{t_i} & \text{courte} \end{cases} \quad 5.1$$

La limite entre ces deux modes d'utilisation est donnée par l'angle $\varphi = c\tau / 2H\theta_T$.

Stratification - Détection

Le chapitre précédent a permis d'envisager la présence d'une couche superficielle d'une trentaine de centimètres drapant le socle. De manière à supporter cette hypothèse, une analyse de l'effet de cette couche sur le niveau reçu par l'EM300 va être menée. Cette analyse a pour but de présenter l'impact sur les données du sondeur multifaisceau de la présence d'une couche mince, telle qu'elle est envisagée à l'échelle du sondeur de sédiments.

De manière à évaluer l'impact de cette couche mince sur le niveau reçu par le sondeur, une démarche identique à celle utilisée lors du calcul de la pénétration pour le sondeur de sédiments (cf. §2.4.2.3) sera appliquée, si ce n'est qu'on ne cherche plus la profondeur de pénétration, mais le niveau reçu pour différentes épaisseurs de couche superficielle. De plus, on ne travaille plus sur le principe de la réflexion, mais sur celui de la diffusion, les pertes par divergence sphérique ne sont donc plus les mêmes (le fond est ici assimilé à une série de sources secondaires, alors qu'en réflexion, c'est la source image

qui était utilisée). L'équation du sonar appliquée à la détection et à la mesure est de la forme classique:

$$NE - PT + IC - NB + GD + GT \geq ID. \quad 5.2$$

Le lecteur pourra se reporter à la section dédiée au sondeur de sédiments (cf. §2.4.2.3) pour la signification des termes NB , NE , GD , GT et ID .

IC représente l'indice de cible qui mesurera la rétrodiffusion des ondes acoustiques par la surface insonifiée sur l'interface sédimentaire. Il se décompose en deux contributions: l'indice de fond IF , propre à la rétrodiffusion (par unité de surface), et SI , lié à l'aire insonifiée, dépendant de la géométrie du sondeur et de la hauteur d'eau.

PT représente les pertes de propagation le long du parcours sonar-fond.

Compte-tenu de la fréquence d'utilisation (31,5 kHz), l'hypothèse prise au chapitre 2 reste valide: la distance parcourue dans le sédiment étant relativement faible du fait de l'amortissement, on néglige les divergences sphériques dans le sédiment devant celles dans l'eau. En revanche, on ne peut plus négliger l'amortissement dans l'eau de mer (cf. §1.2.2).

Pour une estimation de l'effet de la couche mince, la configuration considérée sera un socle rétrodiffusant recouvert d'une couche de fluide dissipatif d'épaisseur h . Cette couche participe également au phénomène de diffusion. On utilise pour cette simulation le modèle de rétrodiffusion corrigé de la stratification de Guillon [GUI01] basé sur la formulation suivante:

$$m(\phi) = \sum_{l=1}^{n+1} C_{pl}(\phi) m_l(\phi_{l+1}), \quad 5.3$$

où les $C_{pl}(\phi)$ sont les coefficients de passage à travers la strate l , et les $m_l(\phi)$ les indices de rétrodiffusion de chaque interface.

L'indice de fond IF s'écrit alors $IF = 10 \log[m(\phi)]$.

Les contributions de rétrodiffusion $m_l(\phi)$ dépendent de l'angle ϕ et de la nature du fond (rugosité, inhomogénéités de volume, contraste d'impédance), mais dans la mesure où l'objectif est de fournir l'effet d'une couche superficielle sur un socle, on ne jouera que sur les paramètres «nature» (densité, célérité et atténuation) et «épaisseur» de cette couche. Le socle demeurant constant. Les modèles de $m_l(\phi)$ (cf. chapitre 1) utilisés reposent sur les modèles de Jackson et Mourad [MOU89].

Pour l'étude, nous utiliserons un indice de rétrodiffusion simulant un socle constitué de sable et l'indice de la couche superficielle de type vase. Ces deux indices sont représentés sur la figure 5.5.

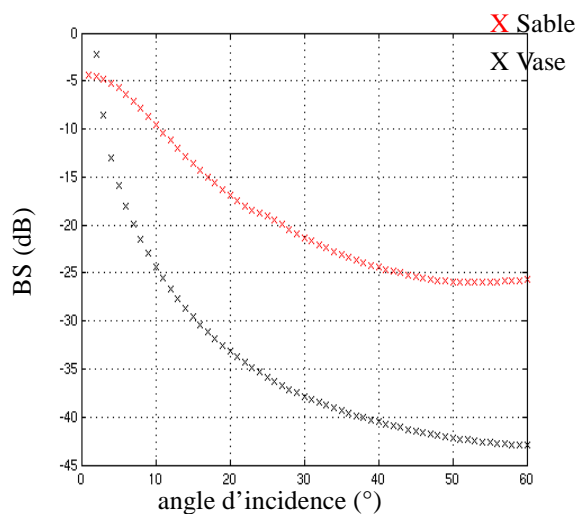


Figure 5.5 Indices de rétrodiffusion du socle et de la couche superficielle utilisés pour le calcul de l'indice de fond IF.

L'étude est réalisée pour trois types de sédiments superficiels présentant une atténuation augmentant, de la vase très peu compactée ($\beta_2 = 0,1 \text{ dB}/\lambda$), vers un sable fin plus dispersif ($\beta_2 = 0,8 \text{ dB}/\lambda$), qui d'après les résultats du chapitre précédent et de la zone étudiée (1000 m d'eau en mer du Nord), semble plus approprié. Les résultats sont présentés sur la figure 5.6.

Le calcul est mené pour différentes épaisseurs de la couche superficielle, comprises entre 0,2 et 1 m, par pas de 0,2 m. La hauteur d'eau est de 1000 m.

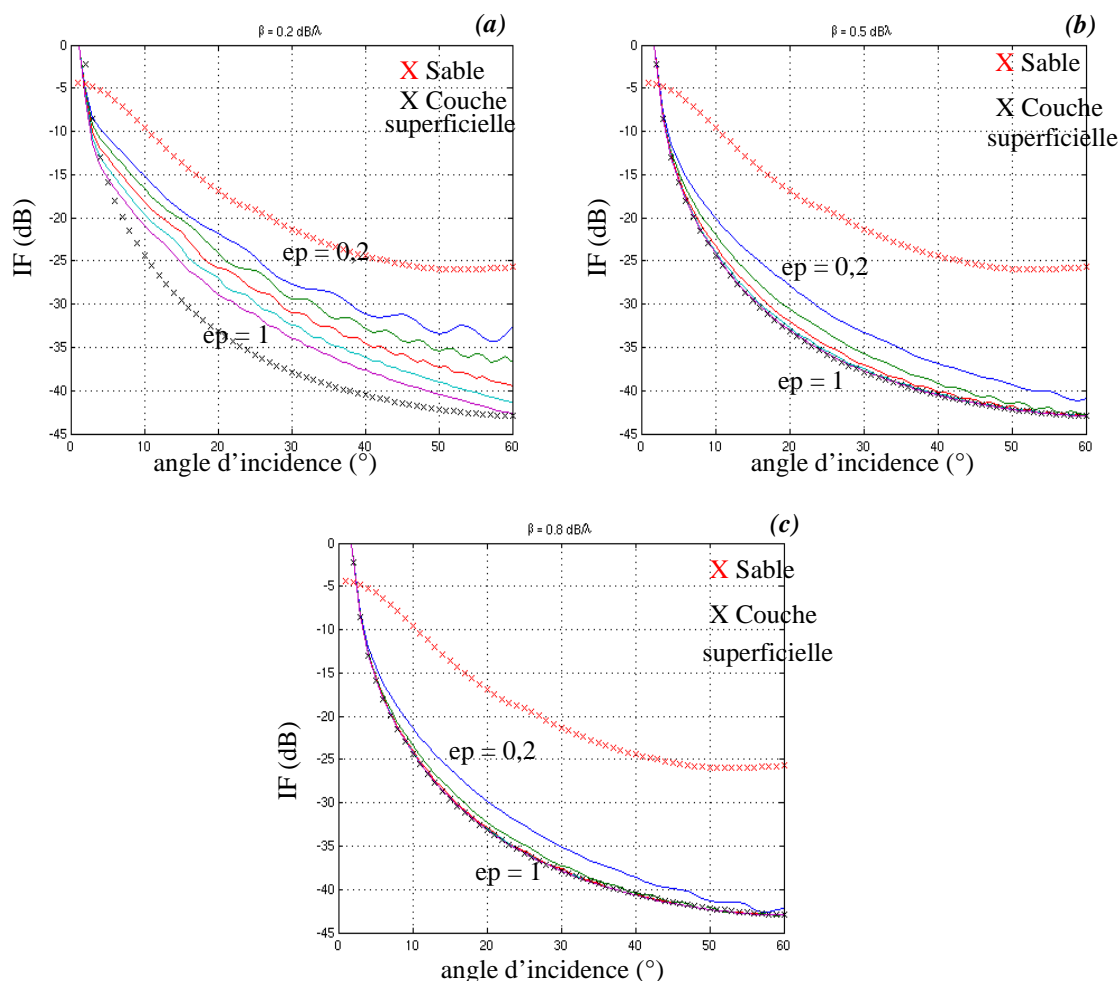


Figure 5.6 Indice de fond IF pour différentes configurations géoacoustique drapant un socle de type sable. Les courbes en «X» représentent les indices de cible individuels des deux contributions. Les caractéristiques sédimentaires sont resp. pour (a), (b) et (c): $c_2 = 1550 \text{ m/s}$, 1580 m/s , et 1600 m/s , $\rho_2 = 1,3$, $1,3$ et $1,6$, et $\beta_2 = 0,2 \text{ dB}/\lambda$, $0,5 \text{ dB}/\lambda$ et $0,8 \text{ dB}/\lambda$. Les différentes courbes sur un même graphe sont pour des épaisseurs comprises entre $0,2$ et 1 m par pas de $0,2 \text{ m}$.

Pour une même atténuation (c'est à dire pour une même figure), plus l'épaisseur de la couche superficielle augmente, plus l'indice de fond total tend vers celui de la couche superficielle. Ceci se traduit par le masquage progressif du socle et sa contribution (en terme d'énergie) sur le niveau reçu total par le sonar devient négligeable.

De plus, plus l'atténuation augmente, plus l'indice de fond converge rapidement (en terme d'épaisseur) vers l'indice de la couche superficielle.

Cette simulation montre que, à la fréquence de travail de ce sonar ($31,5 \text{ kHz}$), la présence d'une couche superficielle inférieure au demi-mètre drapant un socle plus rugueux pourrait masquer la contribution énergétique de ce socle.

5.1.2 Imagerie sur la zone Hydratech

Durant la campagne Hydratech plusieurs profils EM300 ont été acquis. Néanmoins, compte-tenu de la taille de la zone étudiée (3 km de large), un seul profil d'EM300 suffit à couvrir cette zone (la fauchée de l'EM 300 est, pour 1000 m de profondeur, approximativement 4 km). La figure 5.7 présente en haut la carte de réflectivité géoréférencée pour toute la campagne, et en bas, une carte non géoréférencée (carte plus facilement manipulable), mais de dynamique moins grande, concernant uniquement la zone d'étude.

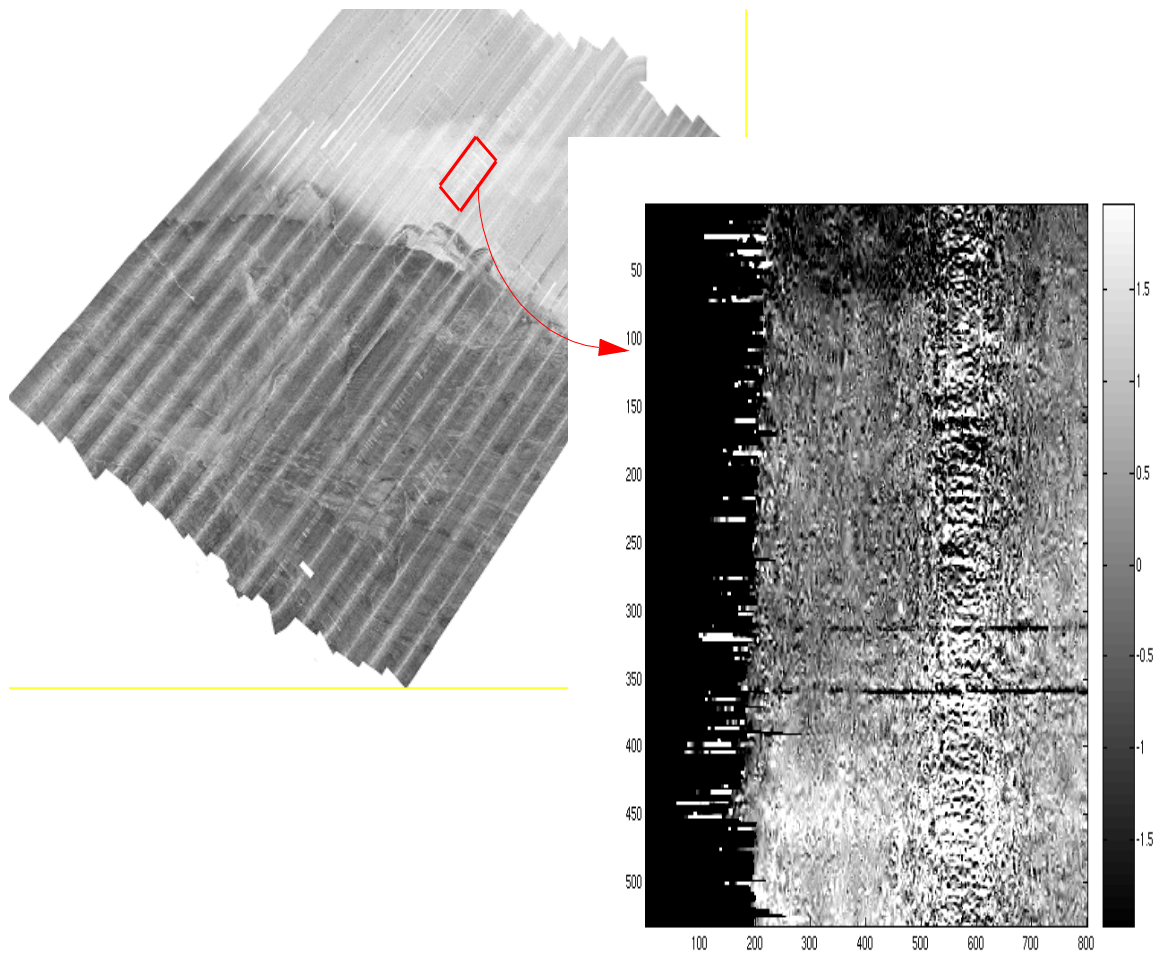


Figure 5.7 Carte d'imagerie de l'EM300 sur la zone d'étude (encadré rouge sur la figure de gauche). La carte de droite est une représentation non référencée, mais présentant la même dynamique que la carte de sondeur de sédiments. [NOU04]

L'image de la figure 5.7 est réalisée en prenant une taille de pixel de 10 m, après interpolation, puis filtrage du speckle. Plus le gris est foncé, et plus la réflectivité est faible. Afin de comparer cette carte avec celle obtenue après un traitement classique des données de sondeur de sédiments, la même dynamique lui a été affectée. La figure 5.8 représente la carte d'imagerie de l'EM300 en regard de celle du sondeur (présentée au chapitre 4).

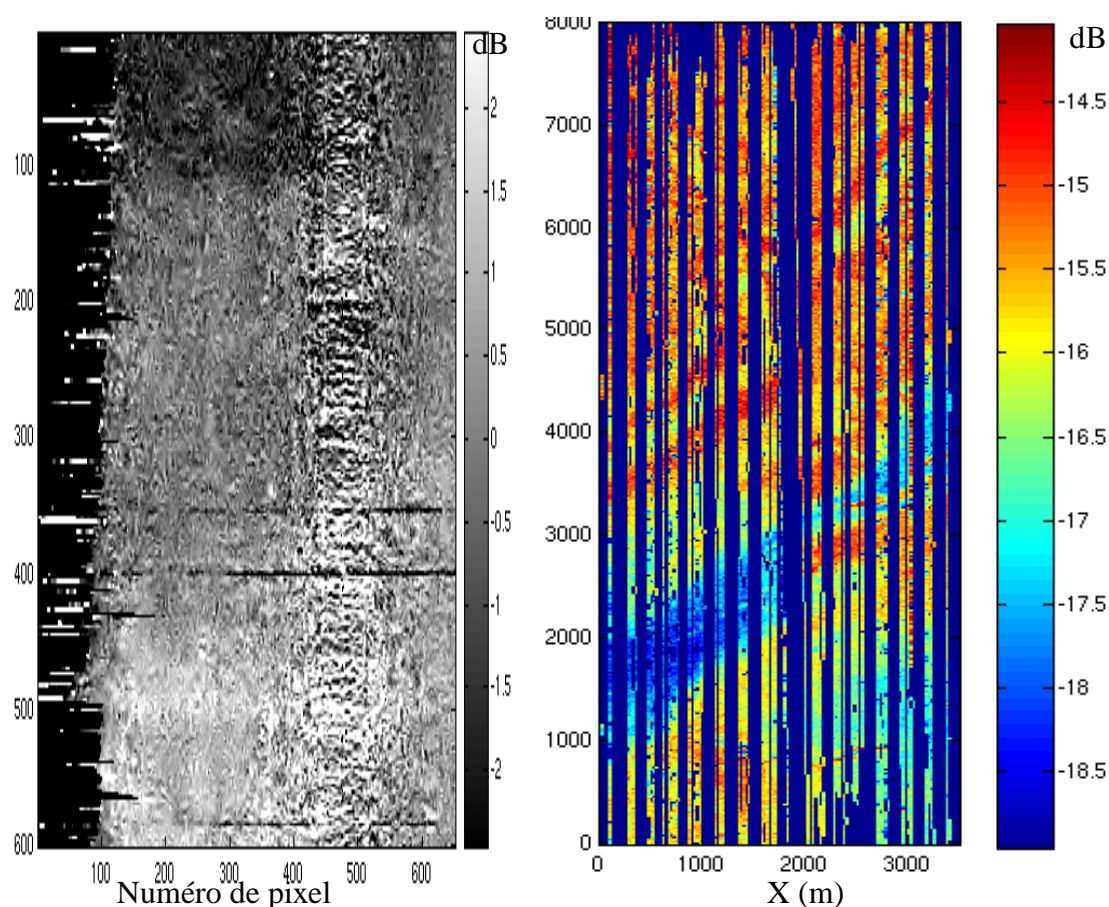


Figure 5.8 Imagerie EM300 (gauche) et réflectivité sondeur de sédiments (droite), éditées avec des dynamiques identiques.

Il apparaît clairement que l'imagerie de l'EM300 ne montre pas autant de détails que la carte de réflectivité de sondeur de sédiments.

D'une part, l'étude fréquentielle du coefficient de réflexion du sondeur de sédiment, associée à l'application d'une méthode de déconvolution, a fait apparaître l'éventualité de la présence d'une couche superficielle d'une trentaine de centimètres d'épaisseur; d'autre part, la simulation de l'indice de fond total de l'EM300 d'une configuration stratifiée (une couche superficielle sur un socle), a permis de montrer que, selon l'atténuation, l'énergie totale pouvait être composée majoritairement de l'énergie diffusée par la couche superficielle, masquant ainsi l'effet du socle.

Tous ces éléments ne sont donc pas contradictoires avec l'hypothèse de la couche superficielle: celle-ci serait suffisamment épaisse pour atténuer les données du sondeur multifaisceau, qui ne verrait alors qu'une couche superficielle relativement homogène (figure 5.7), sans distinguer le socle plus rugueux. Néanmoins, son épaisseur étant inférieure à la résolution intrinsèque du traitement cohérent des signaux du sondeur de sédiments (23 cm), elle n'apparaît que dans l'étude fréquentielle du coefficient de réflexion ou après déconvolution (pour le profil traité).

En effet, la *SVD*, qui n'a été appliquée que sur un seul profil de sondeur de sédiments, a montré l'existence d'une couche superficielle, dont on peut estimer

l'épaisseur. Cette épaisseur peut être calculée, avec une moins bonne précision, sur toute la zone d'étude à partir des fréquences de résonance du coefficient de réflexion.

Représentons donc la carte des épaisseurs de cette couche en regard de la carte de réflectivité du multifaisceau (figure 5.9). Le contraste de réflectivité sur l'imagerie qui apparaît au sud de la zone (encadré) pourrait être associé à une variation de l'épaisseur de cette couche.

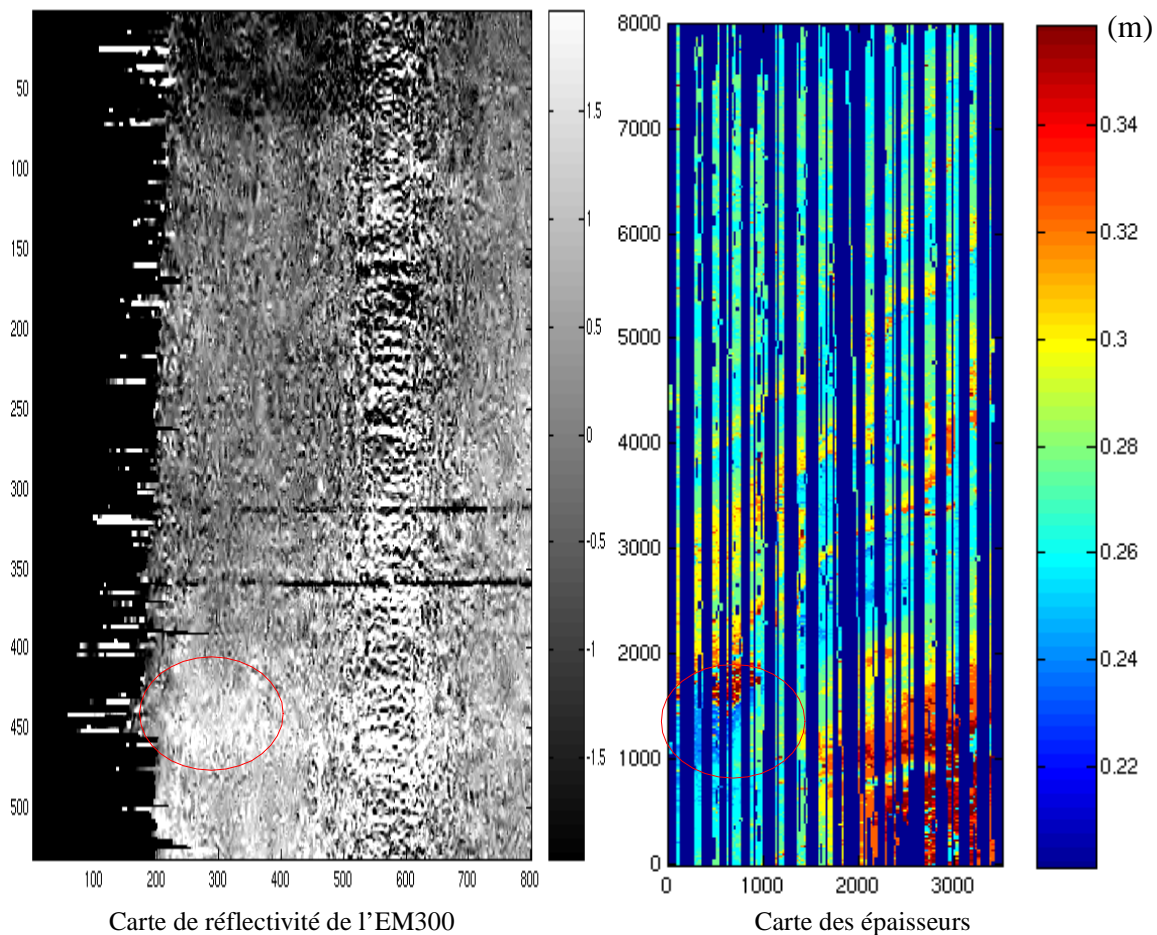


Figure 5.9 Comparaison de la réflectivité EM300 (gauche) aux épaisseur de la couche superficielle envisagée d'après les données de sondeur de sédiments (droite).

Menée sur un profil particulier (d'abscisse 105 m sur la zone d'étude), la déconvolution permet de mesurer la variation d'épaisseur de la couche superficielle le long de ce profil. Ce calcul conduit à des variations de 0,05 ms (temps double), qui se traduiraient par des variations d'épaisseurs de 4 cm pour un milieu de célérité acoustique de 1550 m/s. La figure 5.10 présente la variation d'épaisseur (en temps double) le long du profil. La diminution d'épaisseur peut être spatialement corrélée à la zone de réflectivité plus forte (encerclée sur la figure 5.9).

En effet, comme l'a montré la simulation de l'indice de fond total, plus l'épaisseur augmente, et moins le socle (rugueux) apporte sa contribution à l'énergie reçue. Inversement, moins l'épaisseur de la couche superficielle sera grande, plus le socle contribuera au niveau d'énergie. Ce qui pourrait expliquer qu'au-delà d'une épaisseur

limite, le socle n'a plus d'effet sur l'indice de fond total; c'est pourquoi on ne verra pas les augmentations d'épaisseur de la couche superficielle, en revanche, en deçà de cette limite, il apporte encore sa contribution, d'où une augmentation de la réflectivité.

De plus, la convergence de l'indice de fond total vers celui de la couche superficielle est d'autant plus marqué qu'on se rapproche des angles d'incidence rasante. Or la zone concernée est justement en bout de portée du sonar. Ceci ne serait pas contradictoire avec le masquage du socle par une couche superficielle.

Enfin, si on utilise l'expression de la perte de propagation dans le sédiment, $PT_S = 2\beta_2 h / \lambda \cos \phi_r$, une variation sur h de 4 cm (épaisseur variant entre 28 et 24 cm le long du profil), pour un sédiment de coefficient d'atténuation 0,5 dB/ λ , se traduit par une variation des pertes de propagation dans le sédiment de 1 dB, en accord avec les variations de réflectivité constatées sur l'imagerie.

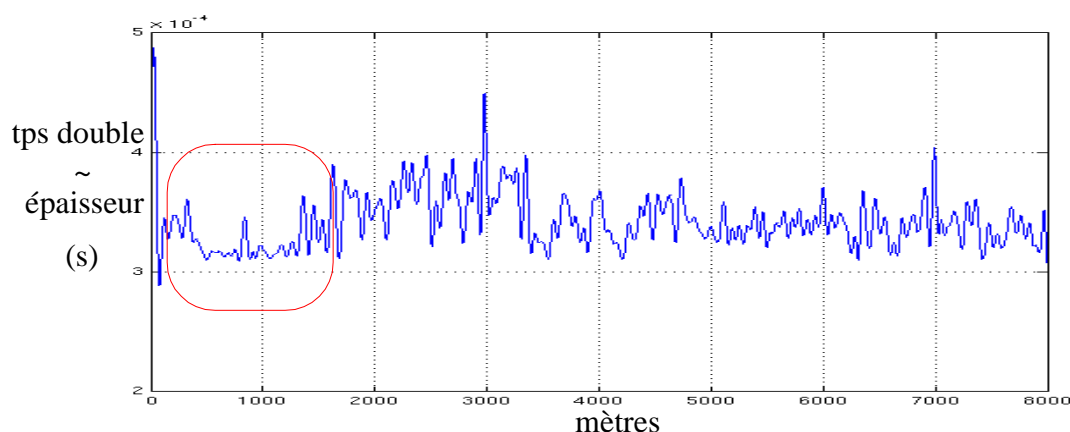


Figure 5.10 Variation d'épaisseur de la couche superficielle en temps-double, le long du profil d'abscisse 105 m, obtenue à partir de la déconvolution.

A partir de la carte d'épaisseur, obtenue par l'approche fréquentielle, dressée au chapitre 4, on peut extraire la variation d'épaisseur correspondante le long de ce même profil. Rappelons cependant que cette épaisseur est obtenue avec une précision avoisinant les 20%. Il en résulte la figure 5.11.

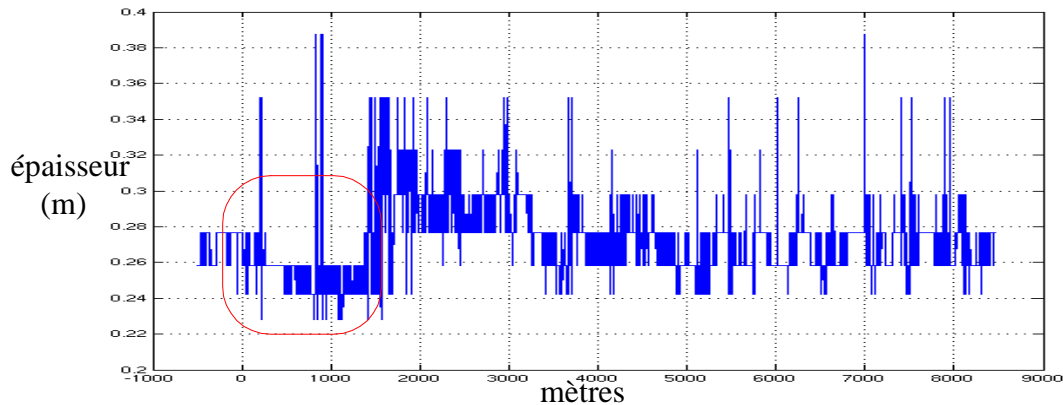


Figure 5.11 Variation d'épaisseur de la couche superficielle en mètre, le long du profil d'abscisse 105 m, à partir de l'approche fréquentielle.

Malgré la précision limitée de la méthode, la variation d'épaisseur observée est corrélée spatialement à celle issue de la déconvolution et du même ordre de grandeur.

Ces différentes approches et modélisations confortent l'hypothèse d'une couche superficielle, qui pourrait masquer l'effet de relief de l'interface sous-jacente sur les données du sondeur multifaisceau.

Cette étude montre l'intérêt de la déconvolution des données de sondeur de sédiments, et pourrait justifier les différentes réflectivités observées sur une même zone avec les deux techniques.

Une plus grande couverture des données d'EM300 sur la zone d'étude aurait permis un traitement statistique de la réflectivité ([HEL98], [LEC04]), de manière à extraire les paramètres géoacoustiques de la couche superficielle.

5.2 Réflectivité HR3D vs. sondeur de sédiments

La comparaison qui va suivre, entre la sismique Haute Résolution 3D et le sondeur de sédiments, n'est pas quantitative dans la mesure où en sismique, la source est mal connue, et donc le niveau émis aussi. Cependant, la réflectivité de la HR3D a été calculée en suivant le même protocole pour toutes les traces, c'est pourquoi la carte obtenue présente une bonne cohérence spatiale.

Dans un premier temps, le traitement appliqué aux données de sismique HR3D sera présenté, puis les résultats (réflectivité et bathymétrie) seront confrontés à ceux du sondeur de sédiments. La fenêtre temporelle d'intégration des signaux du sondeur de sédiments fera l'objet d'une attention particulière: en la faisant tendre vers la durée d'intégration de la sismique, il sera montré que la réflectivité associée ne converge pas tout à fait vers celle de la sismique. Ce résultat permet de supporter l'hypothèse que le champ réfléchi par l'interface eau-fond du sondeur de sédiments est perturbé par la rugosité de surface.

5.2.1 Traitement des données sismiques

Principe d'acquisition (figure 5.12)

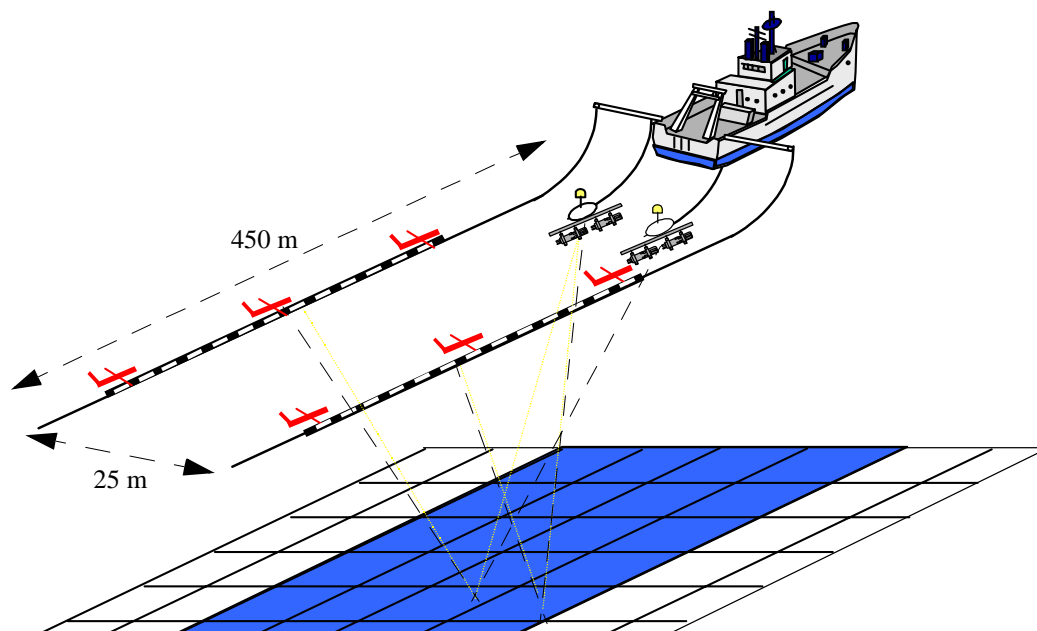


Figure 5.12 Dispositif d'acquisition de la sismique HR3D mis en oeuvre pendant la campagne Hydratech.

Les flûtes sont constituées de 48 traces chacune, chaque trace étant une sommation linéaire de huit hydrophones (effet d'antenne). La distance entre les traces est de 6,25 m (inter-trace). Les flûtes sont équipées de contrôleurs d'immersion, munis de compas magnétiques permettant d'estimer la position des traces. Les deux sources pneumatiques sont séparées de 12,5 m, fonctionnant en mode «flip-flop» (tirs alternés). Chaque source est équipée d'un système DGPS afin d'en connaître la position précise. Les sources sont des canons à air (de type mini GI) dont le signal émis présente une signature fréquentielle centrée sur 150 Hz. La cadence de tir est de 3 secondes (soit 6 secondes entre chaque tir pour une même source). L'acquisition et le traitement de données de sismique 3D nécessitent le traitement en temps quasi réel du positionnement: positionnement absolu, mais aussi positionnement relatif des différents éléments du dispositif. La sommation des traces sismiques issues de profils différents ne sera cohérente que si l'ensemble des positions est connu avec une précision inférieure à la résolution recherchée (échantillonnage spatial de 6,25 m après traitement). Le dispositif est décrit dans [THO04a].

Traitement conventionnel - correction de vitesse

Le traitement conventionnel des données de sismique HR3D (cf. §2.4.1) a mis en lumière des «décrochements» de sections sismiques cross-line, comme ceux qui peuvent être observés sur la figure 5.13. Pour tenter d'expliquer ces anomalies, une analyse

comparative de la bathymétrie obtenue avec les données de sismique et de la bathymétrie de l'EM300 a été menée.

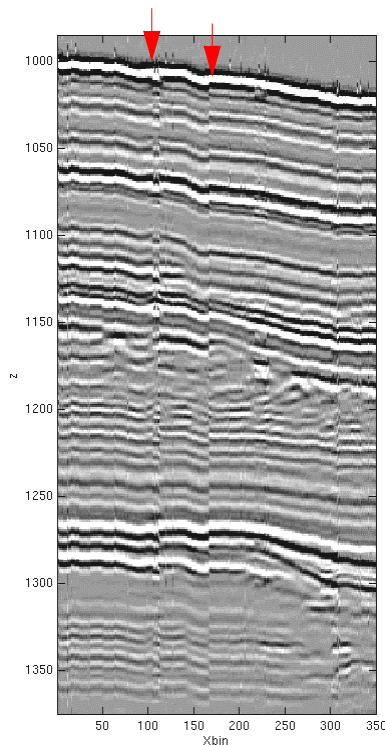


Figure 5.13 section «crossline» (y constant), à partir de données migrées pré-stack (célérité de l'eau constante)

La carte bathymétrique de l'EM300, ajustée des immersions des différents capteurs (sismique et multifaisceau), a été prise comme bathymétrie de référence. A partir de cette bathymétrie, de la géométrie d'acquisition de la sismique, et des temps de trajet pointés sur le fond sur les traces proches, une inversion sur les vitesses a permis de mettre en évidence des variations de célérité moyenne durant la période d'acquisition (figure 5.14).

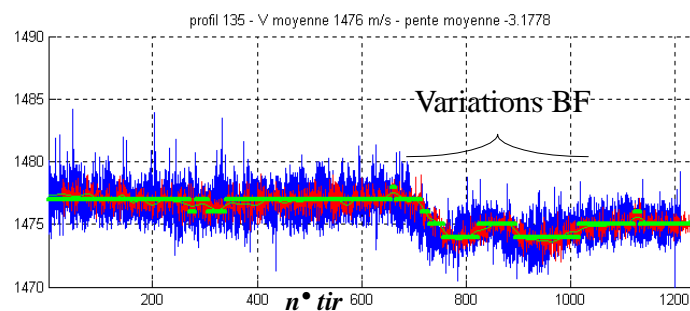


Figure 5.14 Variations de vitesses le long d'un profil obtenues à partir de l'«inversion» de la bathymétrie de référence et des temps de trajet.sismiques.

Les variations basse fréquence observées le long d'un profil proviennent de l'approximation de la bathymétrie lissée de l'EM300 utilisée pour «inverser» la célérité de l'eau.

En lissant ces profils de vitesse, une variation de célérité dans l'eau a pu être estimée le long de chaque profil, sur la zone d'étude. C'est cette célérité (corrigée) qui a été utilisée dans la migration pré-stack, permettant de résoudre ainsi le problème des «décrochements», comme l'atteste la figure 5.15.

Les variations de célérité (le long des profils) ainsi obtenues ont été injectées aux temps de trajet sismique de manière à réaliser une bathymétrie corrigée (présentée sur la figure 5.16). Les valeurs moyennes des deux Sippicans, lancés en début et en fin d'acquisition qui présentent des profils de célérité verticale voisins, sont en accord avec les variations de vitesse ainsi obtenues dans la zone d'acquisition (figure 5.15 gauche)

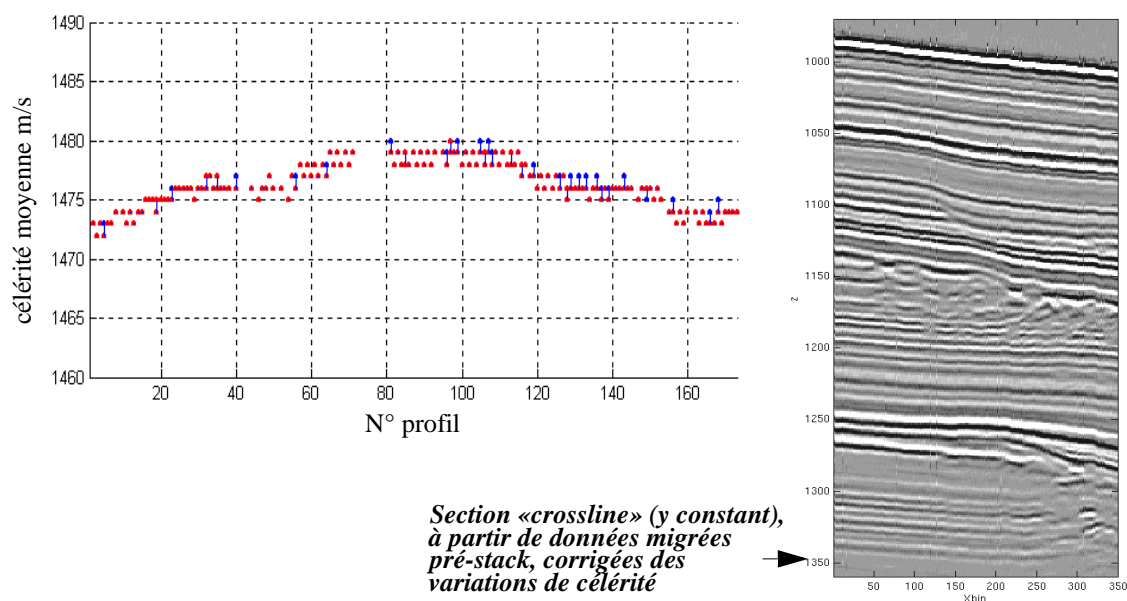


Figure 5.15 Correction des variations temporelles de célérité de l'eau (gauche) pour la migration (droite), avec des célérités de l'eau variables d'un profil à l'autre.

L'inversion combinée de la bathymétrie et de la célérité a permis de palier aux manques d'informations relatives à la célérité acoustique dans l'eau et d'améliorer ainsi la migration pré-stack des données de sismique HR3D. Néanmoins, les valeurs de vitesses obtenues sont à prendre avec précaution car elles sont basées sur les corrections initiales des statiques (bathymétrie de référence, délais des sources, immersion, etc...), même si les vitesses ainsi obtenues (en début et fin d'acquisition) sont en accord avec les deux Sippicans. C'est pourquoi on retiendra de l'étude précédente que la zone d'étude présente des variations temporelles de propriétés bathycélérimétriques, et que ces variations sont de ± 4 m/s. Ces variations se traduisent, pour un temps de parcours de 1,2 s mesuré au sondeur de sédiments, par des variations de bathymétrie inférieures à 0,5% (en incidence normale).

Mesure de bathymétrie

En appliquant une démarche identique à celle du sondeur de sédiments, à savoir en pointant les temps d'arrivée sur le fond (d'où la nécessité de la précision du positionnement) et après correction des valeurs de marnage (amplitude avoisinant les 2 m crête à crête), et des variations de vitesse obtenues après comparaison avec la bathymétrie du multifaisceau (cité ci-dessus), il est possible de dresser une carte bathymétrique corrigée de la zone d'étude (figure 5.16).

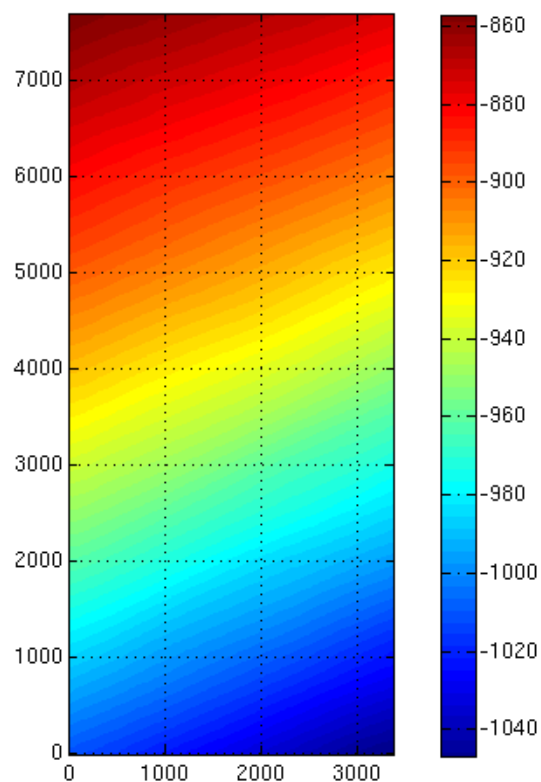


Figure 5.16 Carte bathymétrique réalisée sur la zone d'étude à partir des temps d'arrivée de la HR3D. [THO04b]

Si un filtrage passe-haut est réalisé sur ces données, de manière à soustraire l'effet de pente propre à la zone du glissement, des irrégularités bathymétriques sont mises en évidence comme l'atteste la figure 5.17:

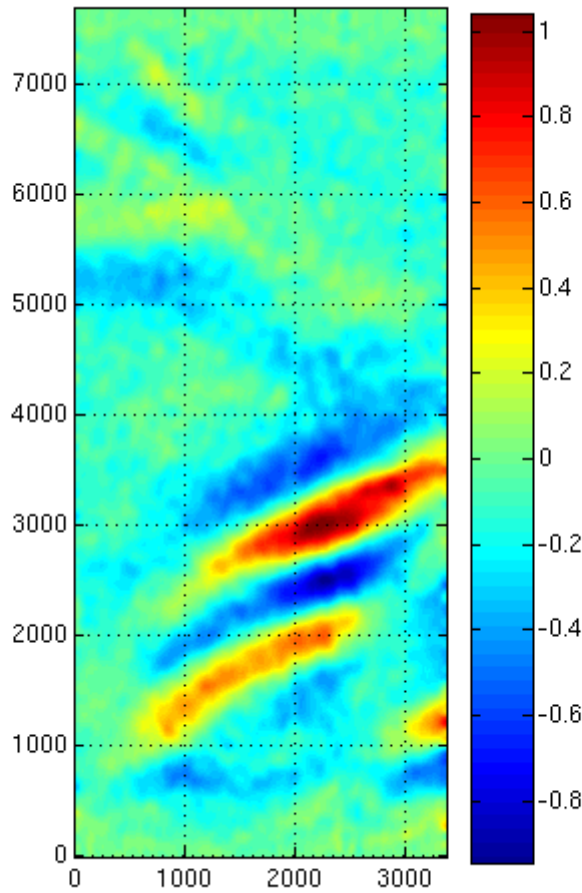


Figure 5.17 Irrégularités bathymétriques (droite) obtenues après filtrage passe-haut de la bathymétrie (gauche) réalisée avec la sismique HR3D.

L'ordre de grandeur de ces irrégularités bathymétriques est estimé à ± 1 m (après filtrage). Ces valeurs sont-elles cohérentes avec la précision verticale du dispositif? La mesure de bathymétrie en sismique est effectuée à partir des temps de trajet, en suivant la relation $H = ct/2 \cdot \cos(\theta)$, où θ est l'angle d'incidence de l'onde acoustique par rapport à la normale à la surface.

La précision sur la mesure de H est donnée par:

$$\frac{\delta H}{H} = \frac{\delta c}{c} + \frac{\delta t}{t} + \tan(\theta)\delta\theta \quad 5.4$$

La cadence d'échantillonnage est de 1 ms, ce qui implique une imprécision δt de 1 ms; la bathymétrie est obtenue à partir des traces présentant les plus petits offsets (distance source-récepteur), de manière à travailler avec les plus petits angles d'incidence et négliger ainsi la diffraction dans la colonne d'eau. La mesure de l'angle se fait à partir de la géométrie du système d'acquisition, sa précision est donc celle du temps de parcours (figure 5.18); enfin, la précision sur la célérité est déduite de l'analyse des célérités présentée ci-dessus, soit par la moyenne des variations de la vitesse autour de la valeur filtrée pour chaque profil, de l'ordre de 1 m/s.

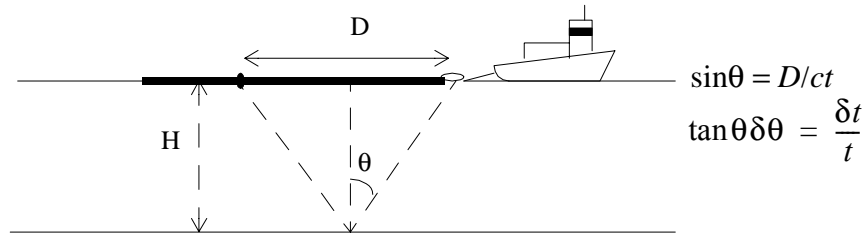


Figure 5.18 géométrie d'acquisition des données sismiques

La précision sur la bathymétrie est ainsi évaluée à $\delta H = \left(\frac{0,002}{t} + \frac{1}{1475} \right) H$; pour un temps de parcours de 1,3 s, la précision est de 2 m.

Les variations de bathymétrie observées sont en limite de précision de la sismique. Puisque ces variations ne sont pas uniformes sur toute la carte, on peut penser qu'elles présentent une réalité de terrain. Cependant, compte-tenu de leur amplitude, inférieure à la précision de la mesure, il est difficile d'apporter du crédit à ces valeurs, c'est pourquoi elles seront comparées à des données de sondeur de sédiments ayant subi le même traitement.

Estimation de la réflectivité relative

Ce qui sera appelé réflectivité au sens de la sismique résulte du choix de l'attribut, associé au signal réfléchi, le plus stable pour toutes les traces et tous les profils. Ce choix s'est porté sur l'énergie de l'enveloppe du signal reçu.

Les variations de niveau émis ont été estimées à partir d'un traitement récurrent en considérant que le signal enregistré est constitué de trois composantes: une composante source, une composante récepteur, et une composante fond. En effet, une première carte de réflectivité brute a été obtenue sur la zone d'étude. Elle fait apparaître des artefacts parallèles aux lignes naviguées. Ces artefacts ont été enregistrés comme des variations de la composante source (qui a priori émettent un niveau moyen constant le long d'un même profil).

Corrigées de la composante source, des cartes de réflectivité ont été réalisées pour chaque trace (96); les différences entre ces cartes ont été enregistrées comme des variations de la composante récepteur.

L'amplitude piquée sur le fond de l'océan, est corrigée de l'émission (variation de la source), de la réception (variation de la sensibilité de la trace), de la divergence sphérique (calculée à partir de l'estimation de bathymétrie précédemment obtenue). La taille de la maille élémentaire est de 6,25 m. Ces éléments pris en compte conduisent à la réalisation d'une carte de réflectivité relative sur la zone étudiée, dont la dynamique est de 4 dB (figure 5.19).

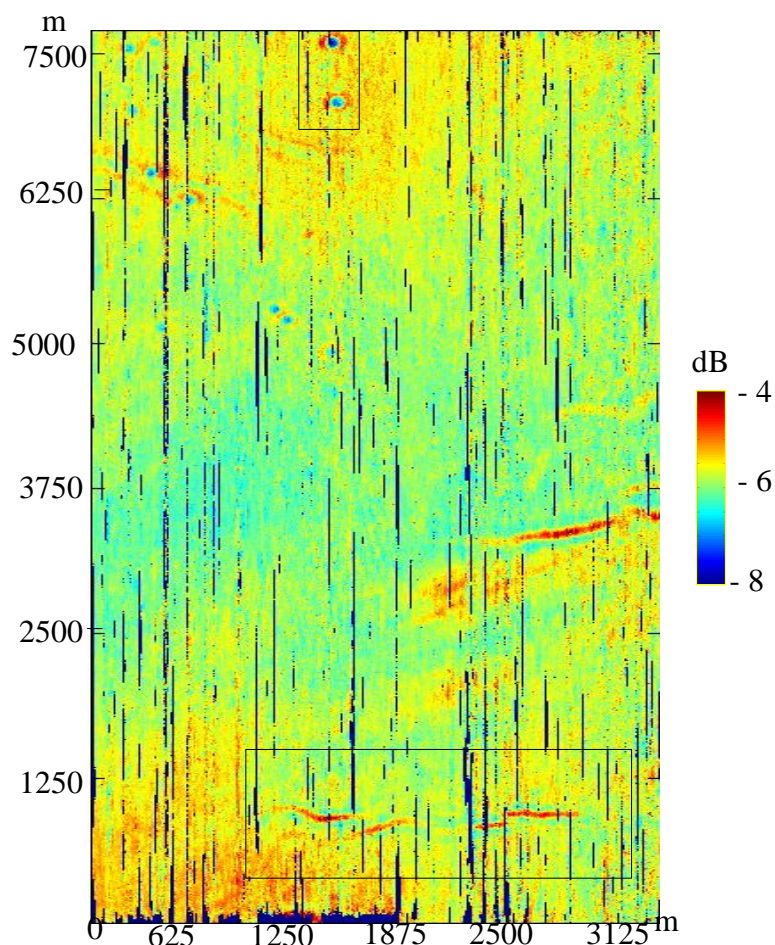


Figure 5.19 Carte de réflectivité relative obtenue à partir des données de sismique HR3D. [TH004b]

Cette carte présente des «anomalies» de réflectivité indiscernables sur la carte du sondeur multifaisceau comme les «yeux» situés au nord de la zone. D'autre part la parfaite couverture de la sismique de la zone fait apparaître une continuité d'événements linéaires plus réfléchissants (zones encadrées).

De manière à pouvoir comparer les cartes de réflectivités et de bathymétrie obtenues d'une part au sondeur de sédiments, et d'autre part avec la sismique HR3D, le positionnement des profils doit coïncider d'un lever à l'autre. La figure 5.20 présente un profil de réflectivité particulier (passant sur les «yeux») vu par la sismique HR3D et par le sondeur de sédiments. Les figures du haut représentent les sismogrammes du sondeur de sédiments, et de la HR3D, celle du bas est une représentation des réflectivités estimées à partir des données de sondeur et à partir de la sismique. La corrélation spatiale des événements particuliers tend à prouver que la comparaison sera pertinente géographiquement.

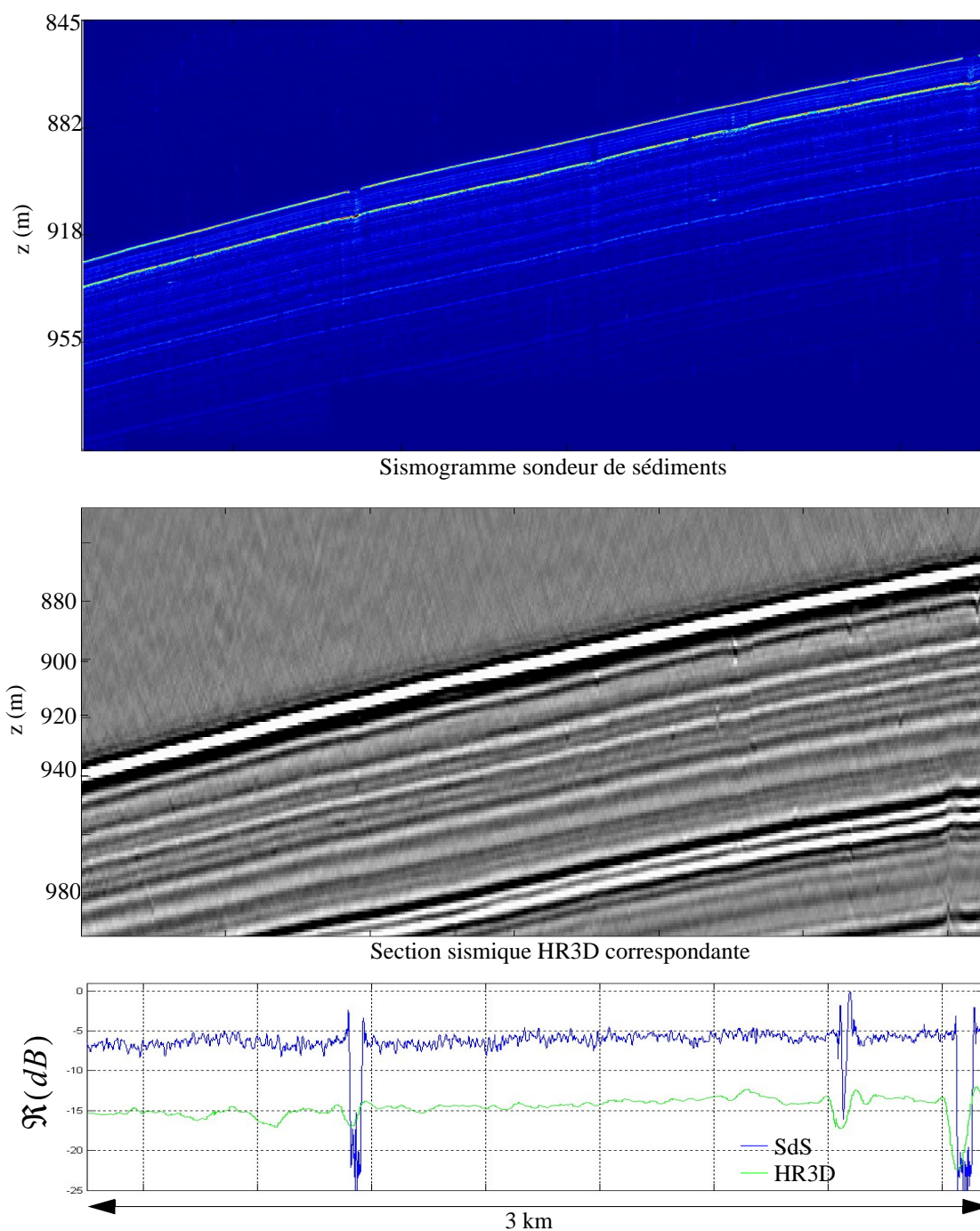


Figure 5.20 Comparaison du positionnement des profils. Sismogramme du sondeur en haut, section de sismique HR3D au milieu, et variations de la réflectivité (en dB) en bas.

Le correspondance des profils ainsi établie, par la corrélation spatiale des événements illustre la précision du bon re-positionnement absolu des différentes mesures.

5.2.2 Comparaison des irrégularités de bathymétrie

Le traitement classique des données de sondeur de sédiments a permis la mesure de la bathymétrie (cf. §4.1.2). De manière à comparer les deux mesures (sismique et sondeur), la même procédure de filtrage passe-haut a été appliquée à la carte issue des données du sondeur de manière à en extraire d'éventuelles anomalies de bathymétrie. La confrontation entre ces deux cartes d'anomalies est donnée sur la figure 5.21.

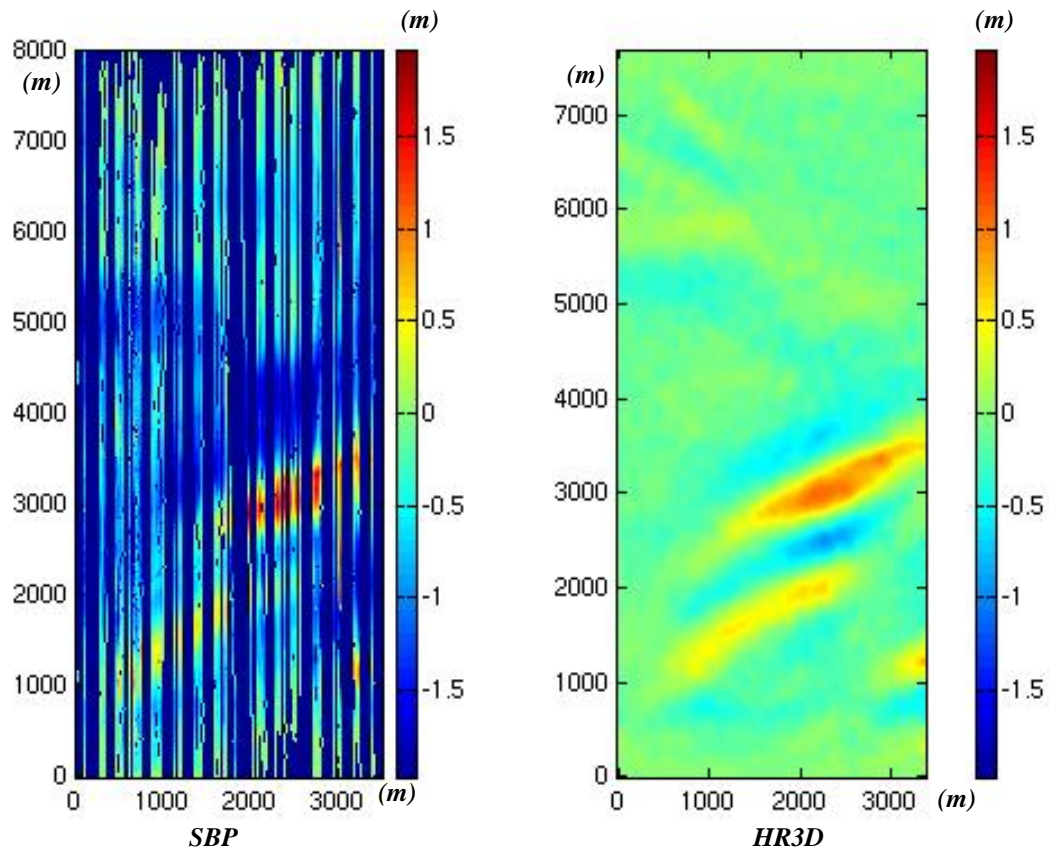


Figure 5.21 Comparaison des cartes d'anomalies bathymétriques, au SBP (gauche), et en HR3D (droite).

On peut remarquer une très bonne corrélation entre les deux types de carte. Cette comparaison présente l'intérêt de légitimer les variations bathymétriques observées en HR3D, variations en limite de précision de mesure du système (estimée à 2 m). En effet, la bathymétrie du sondeur de sédiments est donnée quant à elle avec une précision théorique, en incidence normale de $\frac{\delta H}{H} = \frac{\delta c}{c} + \frac{\delta t}{t}$. La fréquence d'échantillonnage est de 16 kHz, ce qui conduit à une précision de 20 cm pour un temps de trajet de 1,2 s.

Les variations de bathymétrie comprises entre $\pm 1,5$ m sont alors pertinentes. Ainsi validées, ces variations accréditent celles observées dans le cas de la sismique HR3D. La corrélation entre ces variations de bathymétrie permet d'envisager que les deux outils

géophysiques ici traités (sismique HR3D et sondeur de sédiments) «voient» la même interface.

Cette étude a permis de mettre en évidence la précision de mesure bathymétrique de la sismique HR3D, en estimant des variations de hauteurs inférieures à 1,5 m, sur une hauteur totale de l'ordre de 1000 m.

5.2.3 Comparaison de la mesure de réflectivité

Lié à la fréquence de travail (résolution), le paramètre important pour cette comparaison va être la durée d'intégration du signal reçu pour l'obtention d'une énergie réfléchie. L'hypothèse de travail est la suivante: l'énergie réfléchie à l'interface eau-sédiment, enregistrée par le sondeur de sédiments, serait modifiée (fréquemment) en amplitude à cause de la sommation incohérente d'ondes diffusées par l'effet de rugosité à l'interface.

La figure 5.22 présente en regard les cartes de réflectivité obtenues à partir des données de sondeur de sédiments (gauche) et celle obtenues à partir des données de sismique HR3D (droite) pour la même zone de travail.

La maille élémentaire en sismique est un carré de 6,25 m de côté. En sondeur de sédiments, les profils étant distants de 25 m dans le sens de la largeur de la zone, l'acquisition lacunaire, et la cadence de tir de 2 tirs par seconde, avec une vitesse d'avancée du bateau de 4 noeuds, soit un tir tous les mètres, nous avons choisi une maille rectangulaire de 25 m de large sur 6 m de long (de manière à filtrer légèrement le bruit, et tendre ainsi vers une taille comparable à celle de la sismique).

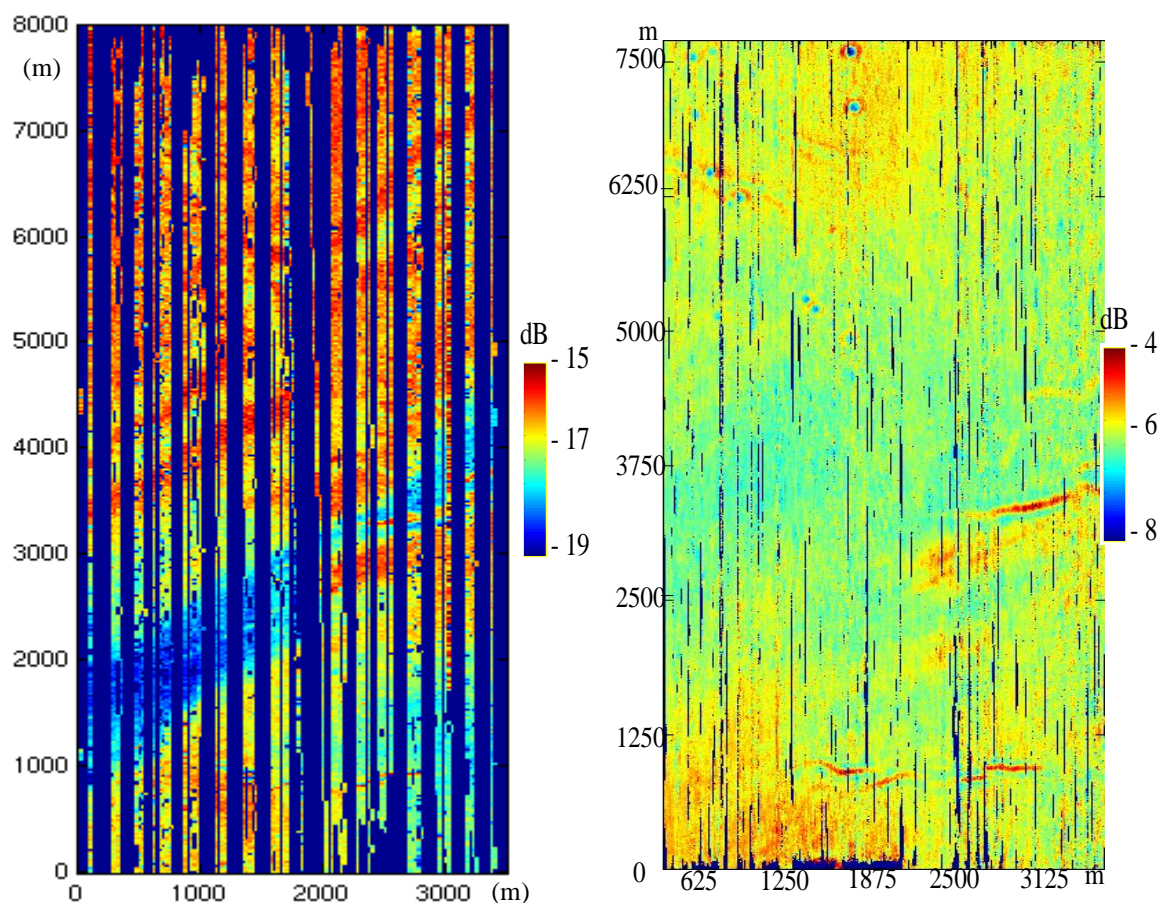


Figure 5.22 Réflectivité de surface après traitement conventionnel des données du sondeur de sédiments (gauche) et après correction des données de sismique (droite).

Il a été précisé en introduction à ce paragraphe que la carte de réflectivité issue du traitement des données de sismique n'était qu'une carte «relative» dans le sens où les variations de niveau sont réelles, mais pas le niveau absolu (il serait possible d'accéder à un niveau absolu en utilisant le multiple, mais pour cela, il faut que le fond soit homogène, or les événements ponctuels soulignés ne facilitent pas une telle approche). C'est pourquoi il ne sera pas cherché à mettre en corrélation ces niveaux réfléchis. Néanmoins, il paraît plus intéressant d'étudier les variations relatives de ces deux cartes. En effet, alors que le niveau moyen est homogène sur la carte de sismique, globalement, on observe des variations de l'ordre de 1 dB, il n'en est rien sur la carte de sondeur de sédiments, qui montre de plus importantes variations de niveau (notamment les «hachures» obliques qui génèrent des contrastes de réflectivité de 4 dB).

La carte de sismique montre des «yeux», déjà évoqués, au nord de la zone d'étude. Bien que n'apparaissant pas sur la carte de sondeur de sédiments, ces événements sont enregistrés et présents sur les profils de réflectivité, comme l'atteste la figure 5.23. Leur absence sur la carte de réflectivité s'explique par le manque de couverture des profils de sondeur. En effet le diamètre de ces yeux est estimé entre 40 et 75 m pour les plus grands, alors que les profils conjoints étaient distants de 25 m.

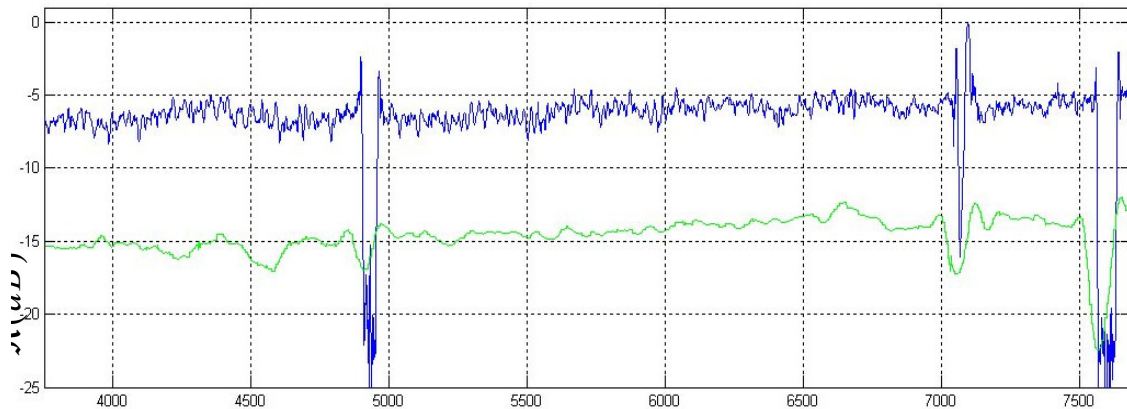


Figure 5.23 Réflectivité des «yeux» perçue par la sismique (vert) et le sondeur de sédiments (bleu)

Les puits de réflectivité («yeux») observés en sismique sont auréolés d'une réflectivité plus marquée, que l'on observe également au sondeur de sédiments. Cette corrélation permet d'une part de légitimer ces événements, et d'autre part, de supposer qu'ils sont dus à un fort contraste d'impédance puisque perceptibles par les deux techniques (en accord avec la section sismique correspondante, figure 5.20).

Les sismogrammes du sondeur de sédiments (figure 5.20 par exemple) ont révélé la présence de deux réflecteurs distants en moyenne de 12 ms. La carte du sondeur de sédiment est obtenue à partir de l'intégration de l'énergie réfléchie sur le premier de ces deux réflecteurs (cf. §4.1.2), en revanche, celle de sismique, est obtenue en intégrant l'énergie reçue sur «son» premier réflecteur. Or, compte-tenu de la longueur d'onde du dispositif, l'intégration s'est faite sur 10 ms.

La figure 5.22 présente une trace sismique, sur laquelle on peut distinguer le réflecteur pris pour estimer la réflectivité de surface en sismique.

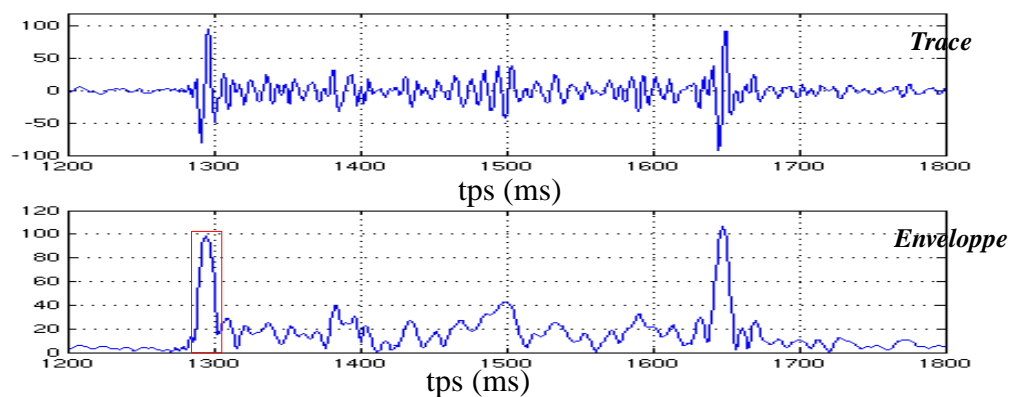


Figure 5.24 Trace sismique. Le premier réflecteur est encadré.

De manière à évaluer l'effet de la durée d'intégration sur la réflectivité du sondeur de sédiment, la fenêtre d'analyse est augmentée, tendant ainsi vers la durée d'intégration de la sismique.

La figure 5.25 montre les nouvelles bornes d'intégration pour le calcul de l'énergie réfléchie du sondeur de sédiments.

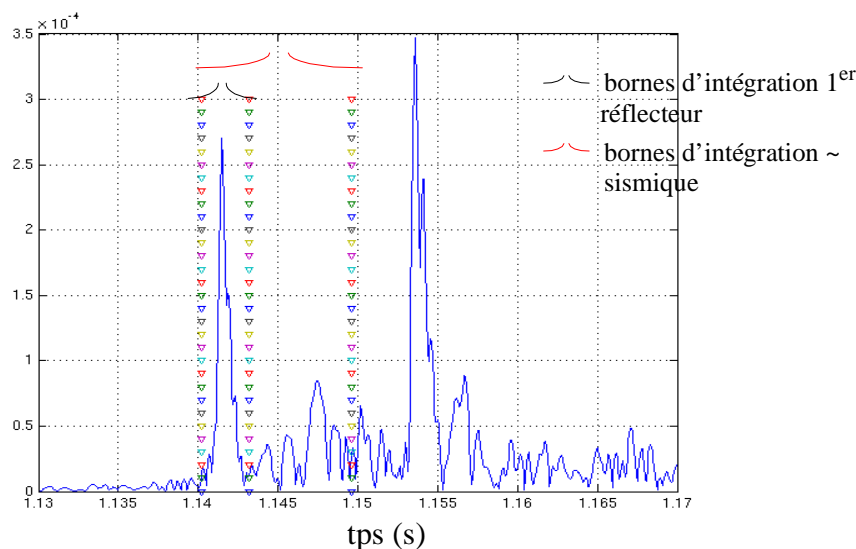


Figure 5.25 Bornes d'intégration pour le calcul de l'énergie réfléchie par les deux réflecteurs.

L'allongement de l'intégration temporelle permet de simuler l'insonification verticale des ondes sismiques. Pour la cohérence de la comparaison, un moyennage spatial est appliqué, de façon à simuler une zone de Fresnel identique à celle de la sismique (soit un diamètre 5 fois plus grand). On s'attend alors à obtenir les mêmes cartes. La figure présente cette confrontation.

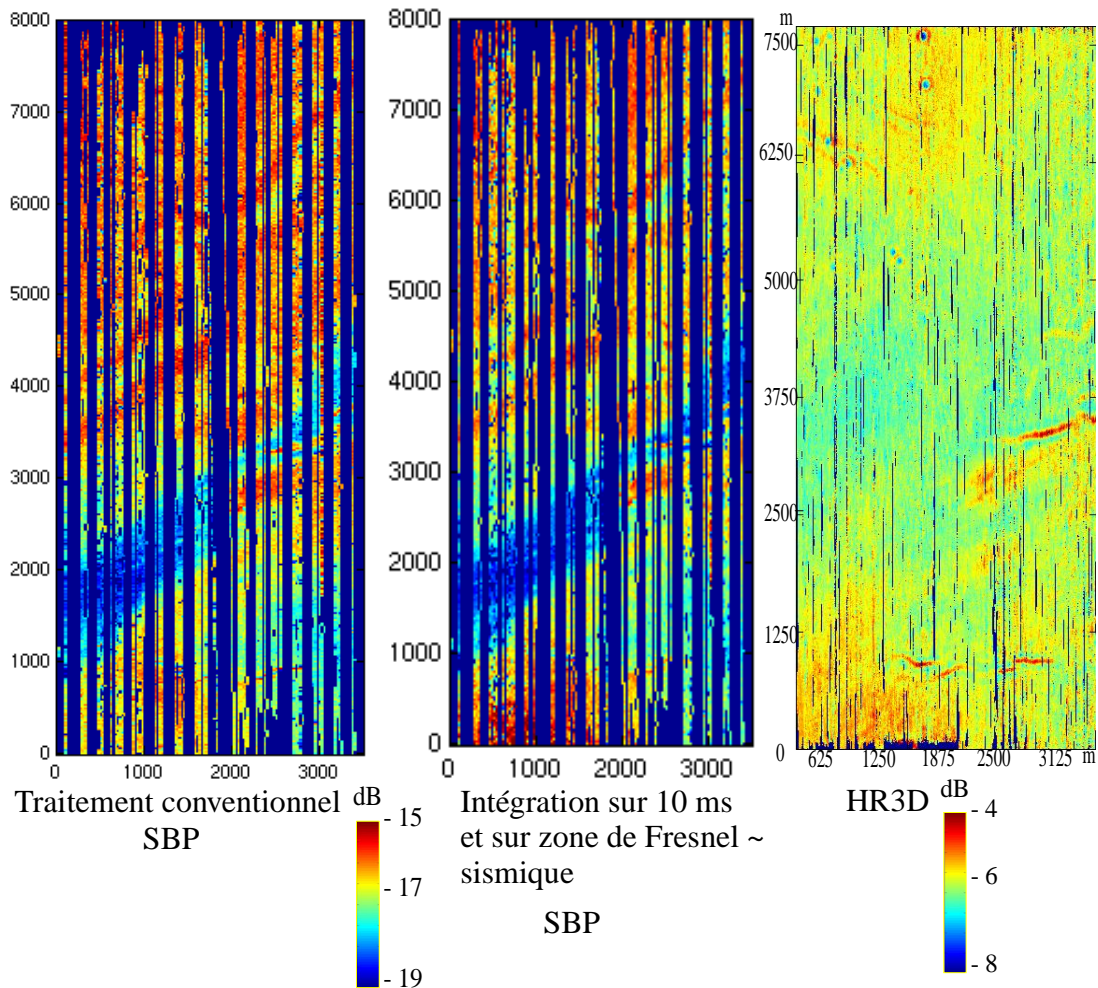


Figure 5.26 Effet de la durée d'intégration sur l'énergie réfléchie par le fond.

Si l'on considère que la principale différence entre la réflectivité de la sismique et celle du sondeur de sédiments, liée à leur fréquence de travail, provient de la durée d'intégration de l'énergie reçue, en augmentant celle du sondeur de sédiments pour la faire tendre vers celle de la sismique, on s'attend à obtenir des réflectivités convergentes lorsque les durées d'intégration convergent. Or l'analyse précédente a montré que ce n'est pas le cas. Les différences observées ne peuvent donc pas s'expliquer par la durée d'intégration.

Le phénomène qui permettait d'expliquer les différences constatées entre le sondeur multifaisceau et le sondeur de sédiments, était la présence d'une couche superficielle (une trentaine de centimètre d'épaisseur), ne peut être envisagé ici pour expliquer les différences. En effet, d'une part, la couche serait résonante aux fréquences de travail du sondeurs de sédiments, donc sans effet aux fréquences de travail de la sismique, et d'autre part, déjà trop fine pour avoir un effet sur l'amplitude de l'onde du sondeur de sédiments (atténuation), est a fortiori «invisible» pour la sismique.

Cette étude a montré que le dernier paramètre, dans notre modèle, qui pourrait justifier des différences de réflectivité selon la fréquence d'observation serait la rugosité.

L'effet de relief pourrait expliquer en partie les différences constatées entre la sismique et le sondeur de sédiments.

Ceci tendrait à prouver que l'écart entre les deux cartes pourrait être l'énergie diffusée par l'effet de rugosité à l'interface, effet influant aux fréquences de travail du sondeur de sédiments mais négligeable pour les ondes sismiques.

Il vient d'être montré que la durée d'intégration des données de sondeur de sédiments n'est pas le paramètre qui permet d'expliquer les différences de réflectivité obtenues avec les deux types de sismiques (très haute résolution et HR3D), c'est pourquoi la carte de rugosité est mise en regard de la carte de réflectivité de sismique HR3D (figure 5.27).

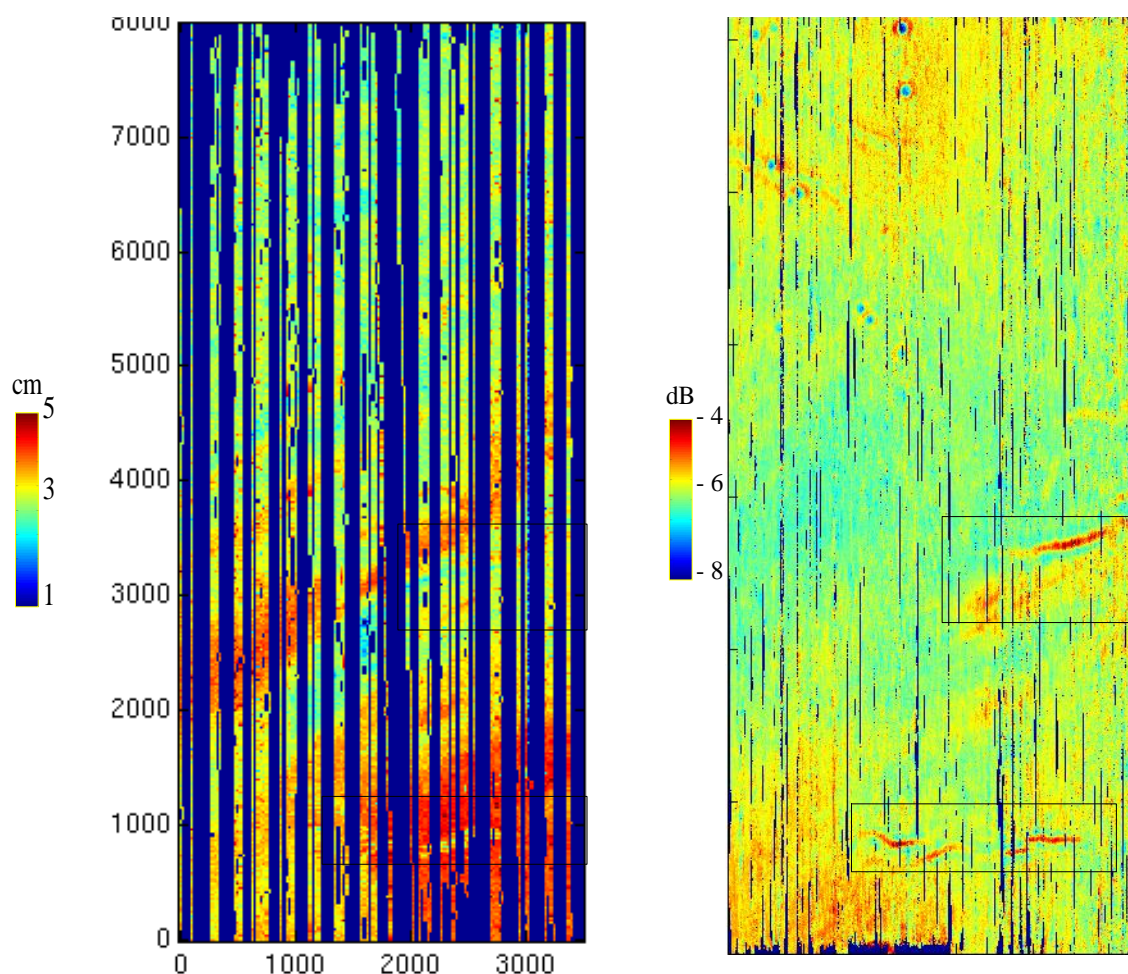


Figure 5.27 Comparaison de la rugosité (gauche) à la réflectivité HR3D (droite)

Cette confrontation permet de mettre en évidence les événements transversaux présentant une réflectivité plus marquée sur la carte de sismique (encadrés). Pour la zone sud, ils apparaissent avec une rugosité de l'ordre de 3 cm au milieu d'une rugosité de 4 cm, alors que pour la zone plus nord, il s'agit d'événements marqués par une forte rugosité (~ 4 cm) au milieu d'une zone plus plate (~ 3 cm).

Cette approche, par estimation de la rugosité, permet de distinguer des événements qui, en appliquant le traitement conventionnel, étaient noyés dans le bruit. Ces événements

résulteraient d'un contraste d'impédance perceptible en sismique. Ceci est en accord avec les classifications classiques sédimentaires [SHE54], [LUR02], qui associent un changement de nature du sédiment à une variation de la rugosité.

Bien que la dynamique de la carte de rugosité soit régie par le sud de la zone (fortes variations), le nord de la zone présente des variations de rugosités 0,5 cm autour de 3 cm. Les simulations du chapitre 2 (modèle de Eckart [ECK53] à l'échelle du sondeur de sédiments) associées à celles du chapitre 4 (simulation du niveau réfléchi total par une interface rugueuse) montrent que des variations de 0,5 cm (autour de 3 cm) se traduisent par une perte de réflectivité moyenne (sur toute la bande) de l'ordre du dB. Ce serait en accord avec la carte de réflectivité classique du sondeur de sédiments (figure 5.27) qui présentaient des «hachures» (orientées SW-NE) dont le niveau varie de 1 dB d'une zone à l'autre. Cette dégradation du niveau réfléchi par la rugosité à l'échelle du sondeur de sédiments ne serait pas perceptible à l'échelle de la sismique (comme l'atteste les cartes).

5.3 Conclusion

Ce chapitre a permis dans un premier temps, du fait de la comparaison avec le sondeur multifaisceau, de vérifier que l'hypothèse de couche superficielle observée avec les deux approches de traitement des données de sondeur de sédiments, n'était pas contradictoire avec l'imagerie de l'EM300.

Cette hypothèse, supportée par l'approche par déconvolution des données de sondeur de sédiments, au lieu de la compression d'impulsion conventionnelle, d'une part, puis par l'analyse fréquentielle d'autre part, a été justifiée par une simulation de l'indice de fond total de l'EM300 pour différentes épaisseur de couche superficielle. Cette simulation a montré l'influence d'une couche superficielle sur le niveau reçu, qui masquerait la contribution énergétique du socle plus rugueux. De plus, l'application de la *SVD*, ne serait-ce que sur un profil, a permis de mettre en évidence des variations d'épaisseur de cette couche, corrélées à des variations de niveau de réflectivité de l'EM300. Ces résultats sont encourageants pour améliorer l'utilisation de la déconvolution des signaux de sondeurs.

Dans un second temps, du fait de la comparaison avec la carte de sismique HR3D, l'approche fréquentielle de la réflectivité de surface a permis de légitimer la prise en compte de l'effet de rugosité de surface sur le champ réfléchi, effet négligeable pour la sismique, mais qui ne l'est plus aux fréquences de travail du sondeur de sédiments. En effet, des variations de réflectivité d'une carte à l'autre sont encore présentes même lorsqu'on prend en compte la durée d'intégration des signaux du sondeur mais pourraient trouver une justification dans la prise en compte de la rugosité à l'échelle du sondeur de sédiments.

Conclusions

Menés dans le cadre du programme d'études en caractérisation des fonds au sein du service d'ingénierie en acoustique et sismique de l'Ifremer, ces travaux s'inscrivent comme une amorce dans l'étude multifréquence de la réponse acoustique du fond. Dans ce contexte, c'est un jeu de données balayant une gamme fréquentielle étendue (de la centaine de Hz en utilisant des données de sismique HR à la trentaine de kHz, par l'utilisation d'un sondeur multifaisceau) qui a été utilisé. Un des objectifs de l'étude, formulé simplement, était de répondre à la question «Qu'est-ce que le fond?» (sous-entendu selon l'outil d'observation).

Le paramètre variable lors du passage de l'une de ces technologies à l'autre est la fréquence d'utilisation. Une première partie du travail a donc consisté en la compréhension des différents phénomènes physique mis en jeu lors de l'interaction d'une onde acoustique avec le fond des océans et plus particulièrement le passage de la réflexion à la diffusion.

Dans cette perspective, des expérimentations en milieu contrôlé ont été menées afin de mettre en évidence et de quantifier l'effet de la rugosité d'interface sur le champ cohérent réfléchi en fonction de la fréquence d'incidence. Pour cela, deux configurations de mesure ont été réalisées à partir de billes de verre de granulométrie différente, simulant deux rugosités différentes. L'interface ainsi modélisée, a été insonifiée, en incidence normale, et l'écho réfléchi enregistré pour différentes fréquences de travail. Ces expériences ont montré la dépendance du champ cohérent à l'effet de relief de la surface, en accord avec le modèle de Eckart, puisque les pentes des courbes augmentaient avec la taille des billes. Une estimation de l'effet du relief sur le champ réfléchi a ainsi pu être réalisée.

Le modèle validé, une approche fréquentielle des données de sondeurs de sédiments a été proposée afin de mettre en évidence l'effet de la rugosité sur les signaux réfléchis en conditions réelles. S'inspirant du traitement classique des signaux modulés linéairement en fréquence, une approche par compression d'impulsion par banc de chirp a été développée. Ce traitement a, d'une part montré, qu'en présence de rugosité, la réflectivité calculée à partir de la compression d'impulsion entière sous-estimait le contraste d'impédance, et d'autre part a conduit à un coefficient de réflexion dépendant de la fréquence centrale du chirp utilisé pour la compression d'impulsion. L'analyse de ce coefficient de réflexion a permis de faire l'hypothèse de la présence d'une couche superficielle sur la zone d'étude pouvant expliquer les variations de réflectivité observées à partir des données d'EM300 et de sondeur de sédiments.

Cette hypothèse est en accord avec les résultats obtenus par une approche par déconvolution (*SVD*) des signaux de sondeur de sédiments, se révélant plus «résolvable» que la compression d'impulsion.

Corrigé de l'effet couche-mince (par une approche empirique), le coefficient de réflexion a pu être inversé de manière à dresser une carte de rugosité sur la zone d'étude. Les variations de rugosité constatées ont permis de légitimer en partie les différences de cartes de réflectivité entre la sismique et le sondeur de sédiments.

De manière à justifier les différentes réflectivités constatées sur une même zone cartographiée à différentes résolutions, ce travail s'est attaché au paramètre de Rayleigh, paramètre qui arbitre le passage de la diffusion à la réflexion en mesurant le rapport de la longueur d'onde incidente sur la rugosité de l'interface. L'étude a porté sur des ordres de grandeur de rugosité suffisamment petits devant la longueur d'onde incidente pour négliger l'effet de la zone de Fresnel. Soucieux de quantifier l'effet du relief de surface sur le champ réfléchi, ce travail n'a abordé que qualitativement la caractérisation géoacoustique de la couche superficielle.

C'est pourquoi on pourra retenir de ce travail d'une part, la dégradation du niveau moyen réfléchi par une interface par un traitement cohérent conventionnel en vue d'une caractérisation absolue, et d'autre part, l'amélioration du pouvoir résolvant du sondeur de sédiments par un traitement de ses signaux par déconvolution.

Une tentative de réponse a pu être apportée à la question «qu'est-ce que le fond?» en montrant les sensibilités de chaque outils aux différents processus générant l'interface eau-sédiments (couche superficielle, rugosité, etc...).

Bibliographie

- [ABU04] N.M. Abu Nokra, L. Lecornu, B. Zerr, B. Solaiman, C. Sintès, *Generation an ideal DEM by fusion shape from shading and interferometry bathymetries for seafloor remote sensing*. Remote Sensing for Environmental Monitoring, GIS Application and Geology III. Proceedings of the SPIE **5239** (2004), pp. 204-215.
- [ALE96] M. Alexandrescu, D. Gibert, G. Hulot, J.-L. Moel, and G. Saracco, *Worldwide wavelet analysis of geomagnetic jerks*. Journal of Geophysical Research, **101** (1996), no. B10, pp. 21975-21994.
- [ARN95] A. Arneodo, F. Argoul, E. Bacry, J. Elezgaray, J.-F. Muzy, *Ondelettes, multifractales et turbulence : de l'ADN aux croissances cristalline*. Diderot Editeurs, 1995.
- [AUG94] J. M. Augustin et al., *Sonar mosaic computation from multibeam echosounders*. Ocean 94' Conference proceedings. IEEE **2** (1994), pp. 433-438.
- [AUG98] J. M. Augustin et al., *Caractérisation des fonds à l'aide de sondeurs multifaisceaux: méthodologie et premiers résultats*. 4^{ième} journées d'Acoustique Sous-Marine. Textes des communications, pp. 77-89. Ifremer.1998.
- [BAC59] M. Backus, *Water reverberations. Their nature and elimination*. Geophysics **26** (1959), no. 2, pp. 223-261.
- [BER83] J.M. Berkson and J.E. Matthews, *Statistical properties of seafloor roughness*, in *Acoustic of the sea-bed*. Bath University Press, pp. 215-223, 1983.
- [BOA92a] B. Boashash, *Instantaneous frequency - part I: Fundamentals*. Porceedings of the IEEE **80** (1992), no. 4, pp. 525-539.
- [BOA92b] B. Boashash, *Estimating and interpreting the instantaneous frequency - part II: Algorithms and applications*. Porceedings of the IEEE **80** (1992), no. 4. pp. 540-568.
- [BOU00] S. Bouriak, M. Vanneste, A. Saoutkine, *Inferred gas hydrates and clay diapirs near the Storegga Slide on the Southern edge of the Vørig Plateau, offshore Norway*. Marine Geology **163** (2000), pp. 125-148.
- [BRE82] L.M. Brekhovskikh and Yu.P. Lysanov, *Fundamentals of ocean acoustics*. Springer-Verlag, 1982.
- [BRE91] L.M. Brekhovskikh and Yu.P. Lysanov, *Fundamentals of ocean acoustics*. Springer-Verlag, second edition, 1991
- [BRO94]
- [BRU98] M. Bruneau, *Manuel d'acoustique fondamentale*. Hermès, 1998.
- [BUG87] T. Bugger et al., *A giant three stage submarine slide off Norway*. Geo-marine letters **7** (1987), pp. 191-198.
- [BUNO3] S. Bünz, J. Mienert, C. Berndt, *Geological controls on the Storegga gas hydrates*

-
-
- system of the mid Norwegian continental margin*. Earth and Planetary Science Letters **209** (2003), no. 3-4, pp. 291-307.
- [CHE77] C.T. Chen & F.J. Millero, *Speed of sound in seawater at high pressure*. Journal of the Acoustical Society of America **60** (1977), no. 6, pp. 1270-1273.
- [CHO02] N.P. Chotiros, A.P. Lyons, J. Osler, N.G. Pace, *Normal incidence reflection loss from a sandy sediment*. Journal of Acoustical Society of America **112** (2002), no. 5, pp 1831-1841.
- [CHO94] N.P. Chotiros, *Reflection and reverberation in normal incidence echo-sounding*. Journal of Acoustical Society of America **96** (1994), no. 5, pp 2921-2929.
- [CLA66] C.S. Clay, *Coherent reflection of sound from the ocean bottom*. Journal of Geophysical research **71** (1966), no. 8, pp. 2037-2046.
- [CLA70] C.S. Clay, H. Medwin, *Acoustical oceanography: Principles and applications*. Wiley, New-York, 1970.
- [CLA85] J.F. Claerbout, *Imaging the Earth's interior*. Blackwell Scientific Publication. 1985.
- [COH89] L. Cohen, *Time-frequencies distributions: a review*. Proceedings of the IEEE **77** (1989), pp. 826-871.
- [CON03] F. Conil, *Développements instrumentaux et expérimentation en endoscopie sismique*. Ph.D thesis, Université de Rennes 1, 2003.
- [COP84] F. Coppens, J.L. Mari, *L'égalisation spectrale: un moyen d'améliorer la qualité des données sismiques*. Geophysical Prospecting **32** (1984), pp. 258-281.
- [DEL72] V.A. Del Grosso & C.W. Mader, *Speed of sound in seawater samples*. Journal of the Acoustical Society of America **52** (1972), pp. 951-974.
- [DEP88] E.F. Depretere, *SVD and signal processing - algorithms*. North Holland Amsterdam Edition, 1988.
- [DER02] Y.H. De Roeck, S. Le Conte, *Regularization of large least square problems in geophysics*. ERCIM WG, Matrix computation and statistics. Second workshop 2002.
- [DUG97] S. Dugelay, *Caractérisation des fonds à partir de données de sondeur EM12*. Ph.D. thesis, Université Paris X, 1993.
- [ECK53] Eckart C. *The scattering of sound from the sea surface*. Journal of Acoustical Society of America **25** (1953), pp. 566-570.
- [FLA93] P. Flandrin, *Temps-Fréquence*. Hermès 1993.
- [FOS68] M.R. Foster, R.L. Sensgush, R.J. Watson, *Use of Monte Carlo techniques in optimum design of the deconvolution process*. Geophysics **33** (1968), no. 6, pp. 945-949.
- [FRA82] R.E. François & G.R. Garrison, *Sound absorption based on ocean measurements. Part I : Pure water and magnesium sulfate contributions*. Journal of the Acoustical Society of America **72** (1982), pp. 896-907.
- [FRA82b] R.E. François & G.R. Garrison, *Sound absorption based on ocean measurements. Part II : Boric acid contribution and equation for total absorption*. Jour-

-
-
- nal of the Acoustical Society of America **72** (1982), pp. 1879-1980.
- [GAU02] S. Gautier, *Imagerie acoustique de discontinuités rugueuses : expérimentation et modélisation numérique*. Ph.D thesis, Université de Rennes 1, 2002.
- [GOL89] G.H. Golub, C.F. Van Loan, *Matrix computation*. Johns Hopkins edition. 1989.
- [GRO84] A. Grossmann, J. Morlet, S.I.A.M. *J. Math. Anal.* 15 : 723, 1984.
- [GRO86] A. Grossmann, J. Morlet, and T. Paul. *J. Math. Phys.* 26 : 2473, 1985.
- [GUI99] L. Guillon, *Contribution à l'interprétation géoacoustique de la rétrodiffusion des fonds marins*. Ph.D. thesis, Université du Maine, 1999.
- [GUI01] L. Guillon, X. Lurton, Backscattering from buried sediment layers: the equivalent input backscattering strength model. Journal of the Acoustical Society of America **109** (2001), no. 1, pp. 122-132.
- [HAM79] E.L. Hamilton, V_p/V_s and Poisson's ratios in marine sediments and rocks. Journal of the Acoustical Society of America **66**(1979), no. 4, pp. 1891-1904.
- [HAM80] E.L. Hamilton, *Geoacoustic modelling of the sea floor*. Journal of the Acoustical Society of America **68** (1980), no. 5, pp. 1093-1101
- [HAM82] E.L. Hamilton and R.T. Bachman, *Sound velocity and related properties of marine sediment*. Journal of the Acoustical Society of America **72** (1982), no. 6, pp. 1891-1904.
- [HAN92] P.C. Hansen, *Analysis of discrete ill-posed problems by mean of the L-curve*. SIAM Review **34** (1992), pp. 561-580.
- [HAN98] P.C. Hansen, *Rank deficient and discret ill-posed problems*. Monographs on mathematical modelling and computation. SIAM. 1998.
- [HAY96] S. Haykin, *Adaptive filter theory*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1996.
- [HEL98] L. Hellequin, *Analyse statistique et spectrale des signaux de sondeurs multifaisceaux EM950: application à la caractérisation des fonds sous-marins*. Ph.D. thesis, Université Rennes 1, 1998.
- [HIN90] P.C. Hines, *Theoretical model of acoustic backscatter from a smooth seabed*. Journal of the Acoustical Society of America **88** (1990), no. 1, pp. 324-334.
- [HOL95] M. Holschneider, *Wavelets: an analysis tools*. Clarandon, 1995.
- [ISH78] A. Ishimaru, *Wave propagation and scattering in random media*. vol. 2 : multiple scattering turbulence, rough surfaces and remote sensing. Academic Press, 1978.
- [JAC86] D.R. Jackson et al., *Application of the composite roughness model to high frequency bottom backscattering*. Journal of the Acoustical Society of America **79** (1986), pp. 1410-1422.
- [JAC96] D.R. Jackson et al., *Tests of models for high frequency seafloor backscatter*. IEEE Journal of Oceanic Engineering **21** (1996), no. 4, pp. 458-470.
- [JAN88] E; Jansen et al., *Large submarine slides on the Norwegian continental margin sediments, transports and timing*. Marine Geology **78** (1988), pp. 77-107.
- [JON92] D.L. Jones, T.W. Parks, *A resolution comparison of several time frequency re-*
-

-
-
- presentations*. Proceedings of the IEEE **40** (1992), pp. 413-420.
- [KIB89] A.C. Kibblewhite, *Attenuation of sound in marine sediment: a review with emphasis on new low-frequency data*. Journal of the Acoustical Society of America **86** (1989), no. 2, pp. 962-977.
- [KUO64] E.Y.T. Kuo, Wave scattering and transmission at irregular surfaces. Journal of the Acoustical Society of America **36** (1964), pp. 2135-2142.
- [LEA94] P. C. Leary, *The cause of frequency-dependent seismic absorption in crustal rock*. Geophysical Journal International **122** (1995), pp. 143-151.
- [LEC02] S. Le Conte, *Algorithmes d'extraction de paramètres géoacoustiques à partir de données chirp*. Rapport Ifremer, 2002.
- [LEC04] G. Le Chenadec, *Analyse de descripteurs énergétiques et statistiques de signaux sonars pour la caractérisation des fonds marins*. Ph.D. thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2004.
- [LEG01] Y. Le Gonidec. *Caractérisation d'interfaces et de milieux complexes par analyse multi-échelle - expérimentations et modélisation numérique*. Ph.D thesis, Université de Rennes 1, 2001.
- [LEG99] Y. Le Gall, M. Derrien, *Compte-rendu de mesures - sondeur de sédiments du N/O Le Suroît*. Rapport Ifremer, 1999.
- [LEL01] C. Leleu, *Sismique THR 3D: identification de la position du dispositif d'acquisition par une reformulation en temps*. Ph. D. thesis, Université Paris IX, 2001.
- [LER68] C. Leroy, *Formula for the calculation of underwater pressure in acoustics*. Journal of the Acoustical Society of America **40** (1968), no. 2, pp. 651-653.
- [LUR00] X. Lurton, *Swath bathymetry using phase difference: theoretical analysis of acoustical measurement precision*. IEEE Journal of Ocean Engineering **25** (2000), n°. 3, pp. 351-363.
- [LUR02a] X. Lurton, *An introduction to underwater acoustics : Principles and Applications*. Springer, 2002.
- [LUR02b] X. Lurton, *Analyse de performance des sondeurs de sédiments*. Rapport Ifremer, 2002.
- [LYO94] A.P. Lyons, A.L. Anderson, and F.S. Dwan, *Acoustic scattering from the seafloor : modelling and data comparison*. Journal of the Acoustical Society of America **95** (1994), no. 5, pp. 2441-2551.
- [MAR97] C.S. Maroni, *Détermination automatique de la stratification des fonds sous-marin à l'aide d'un sondeur de sédiments*. Ph.D. thesis, Université de Bretagne Occidentale, 1997.
- [MAR97b] J.L. Mari, F. Glangeaud, F. Coppens, *Traitement du signal pour géologue et géophysiciens*. Technip, 1997.
- [MIC01] Z.H.Michatopoulou, *Estimating the impulse response of the ocean: correlation vs. deconvolution*. In Inverse problems in underwater acoustics. Springer-Verlag, 2001.
- [MOO95] M. Moonen, B. De Moor, *SVD and signal processing III: Algorithms, applica-*

-
-
- tions, and architecture. Elsevier 1995.
- [MOR83] J. Morlet. *NATO ASI series*, vol FI. Springer-Verlag, 1983.
- [MOU93] P.D. Mourad, D.R.Jackson, *A model/data comparison for low-frequency bottom backscatter*. Journal of the Acoustical Society of America **94** (1993), no. 1, pp. 344-358.
- [NOU04] H. Nouzé et al., *Premiers résultats d'une étude géophysique sur le flanc nord du glissement de Storegga (Norvège)*. CRAS **336** (2004), no. 13, pp. 1181-1189.
- [OGI91] R.E. François & G.R. Garrison, *Sound absorption based on ocean measurements. Part II : Boric acid contribution and equation for total absorption*. Journal of the Acoustical Society of America **72** (1982), pp. 1879-1980.
- [PAR85] E. Parzen, *Stochastic Processes*. Holden-Day, Inc, 1962.
- [PEA69] K.L. Peacock, S. Treitel, *Predictive deconvolution: theory and practice*. Geophysics **34** (1969), no. 2, pp. 155-169.
- [PLA01] P. Plantevin, *Estimation automatique de la réflectivité et de l'absorption en sismique réflexion THR*. Rapport interne Ifremer-RMS, 2001.
- [RAY76] L. Rayleigh, *The theory of sound*. Dover Publications, 1976.
- [RIC51] S.O. Rice, *Reflection of electromagnetic waves from slightly rough surfaces*. Communication on Pure and Applied Mathematics, vol. **4** (1951), pp. 351-378.
- [ROS00] O. Rosec, *Déconvolution aveugle multi-capteur en sismique réflexion marine THR*. Ph.D. thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2000.
- [SAR94] *Dictionnaire de Physique*. Edition Hachette, 1981.
- [SIN00] C. Sintès, B. Solaiman, *Strategies for unwrapping multisensors interferometric side scan sonar data*. Ocean' 2000.
- [SLE84] J.F.A. Sleath, *Seabed mechanics*. John Wiley and Sons. New York, 1984.
- [STO63] J.H. Stokhausen, *Scattering from an inhomogeneous half-space*. Technical report 63/9, Naval research establishment (Canada), 1963.
- [THO04a] Y. Thomas et al. *Sismique marine haute résolution 3D: un nouvel outil de reconnaissance à destination de la communauté scientifique*. CRAS **336** (2004), pp. 579-585.
- [THO04b] Y. Thomas, B. Marsset, X. Lurton, *Raw data amplitude monitoring: a mandatory early processing step - Application to 3D High Resolution academic seismic*. EAGE 66th, W5, Paris June 6th, 2004.
- [THO93] S.T.Thornton, *Modern physics for scientists and engineers*. Saunders College Publishind, 1993.
- [VAC91] R. Vaccaro, *SVD and signal porcessing II: algorithms, applications, and architecture*. Elsevier, 1991.
- [VIL48] J. Ville, *Théorie et applications de la notion de signal analytique*. Câbles et transmission 2eA **1**(1948), pp. 61-74.
- [VOR94] A. Voronovich, *Wave scattering from rough surfaces*. Springer-Verlag, 1994.
-

-
-
- [WIG32] E. Wigner, *On the quantum correction for the thermodynamic equilibrium*. Physical review **40** (1932), pp. 740-759.
- [WIL60] W.D. Wilson, *Speed of sound in seawater as a function of temperature, salinity, and pressure*. Journal of the Acoustical Society of America **32** (1960), pp641-645.
- [YIL87] Ö. Yilmaz, *Seismic data processing: Investigation in geophysics*, vol. 2. Society of Exploration Geophysicists. 1987.

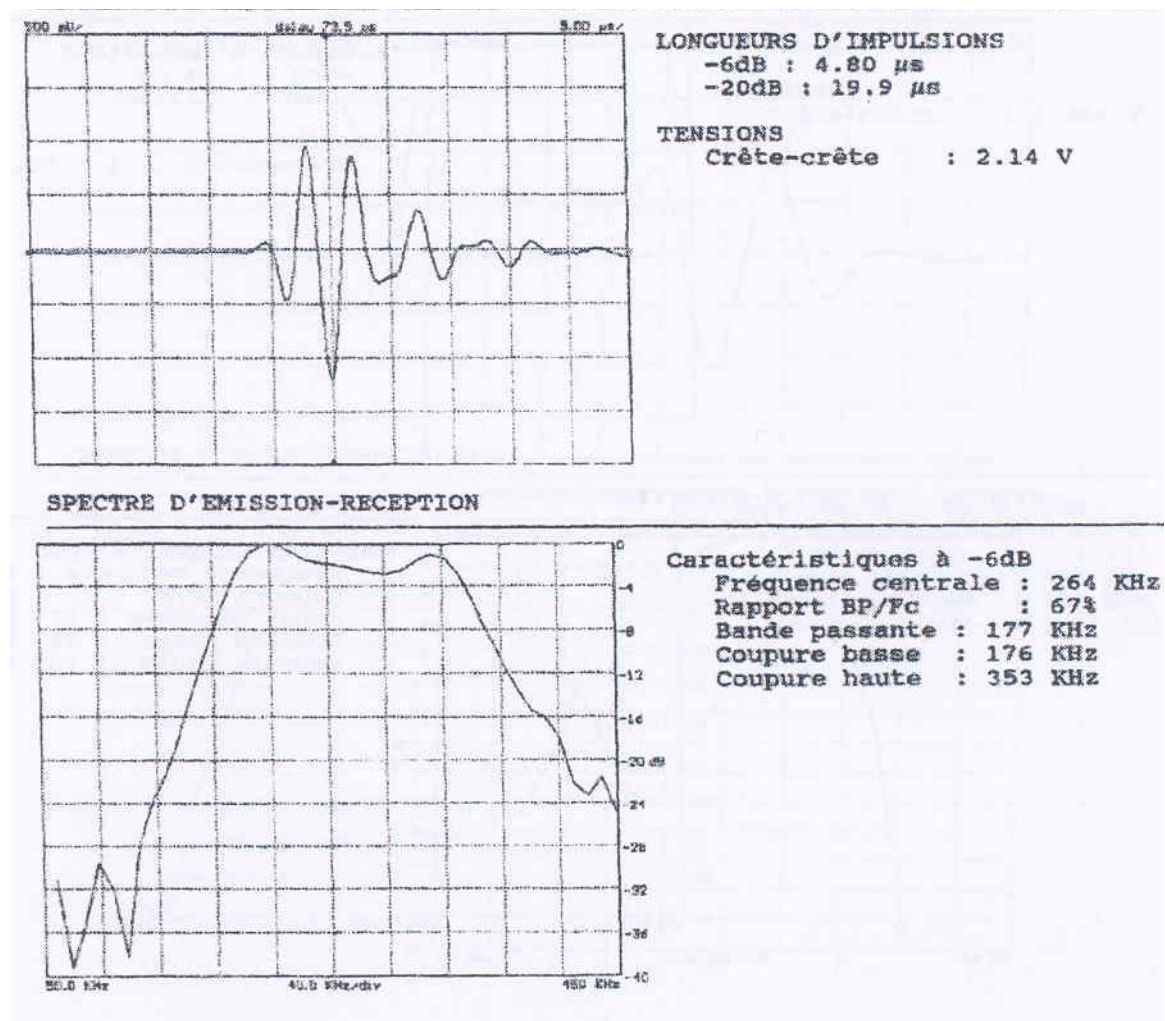
Annexe 1

Caractéristique des transducteurs

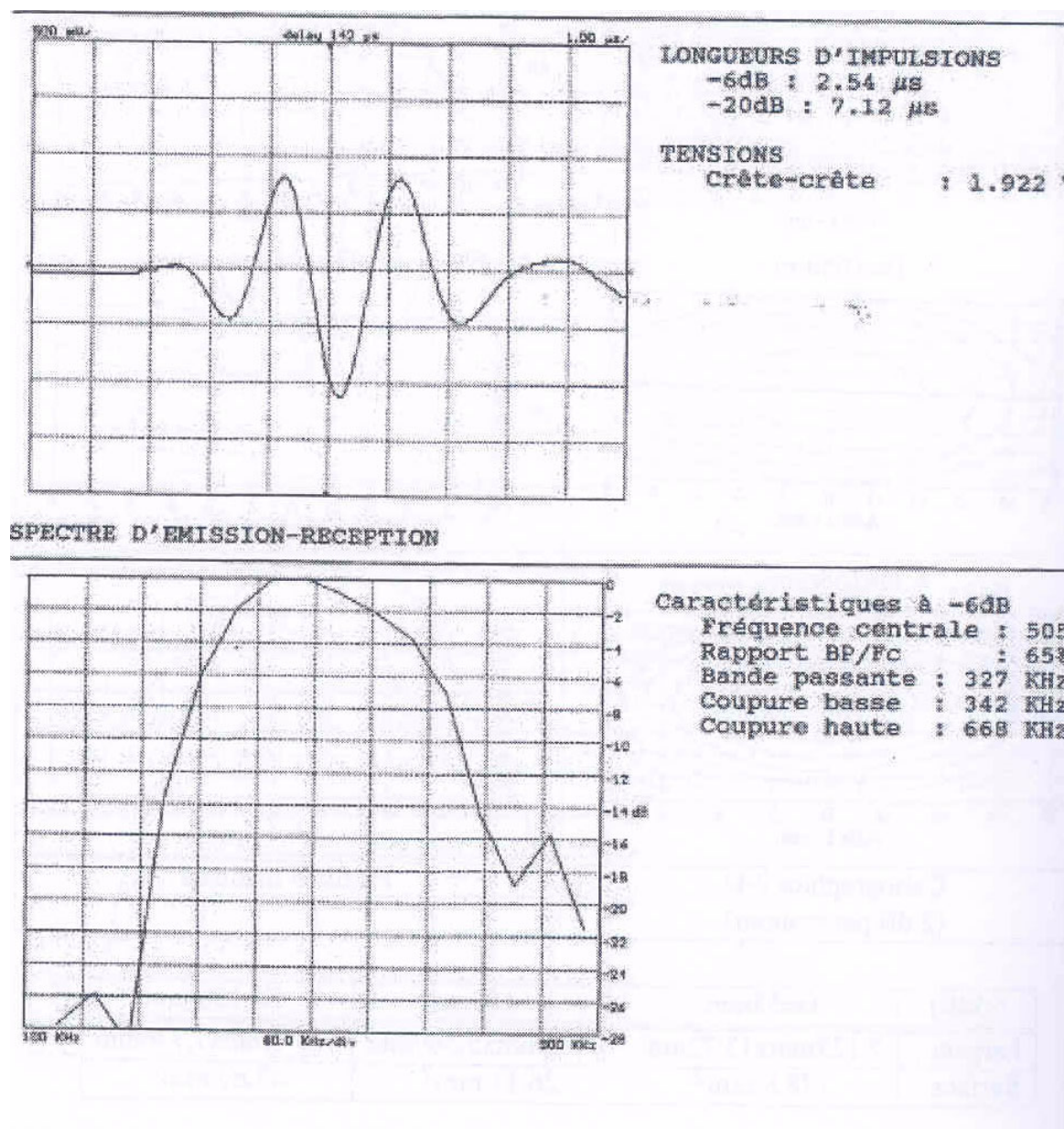
Les transducteurs piézo-électriques utilisés dans les expériences en cuve sont des transducteurs Imasonic.

Les spectre d'émission et de réception sont présentées pour les 4 familles de capteurs: 250 kHz, 500 kHz, 750 kHz et 1000 kHz.

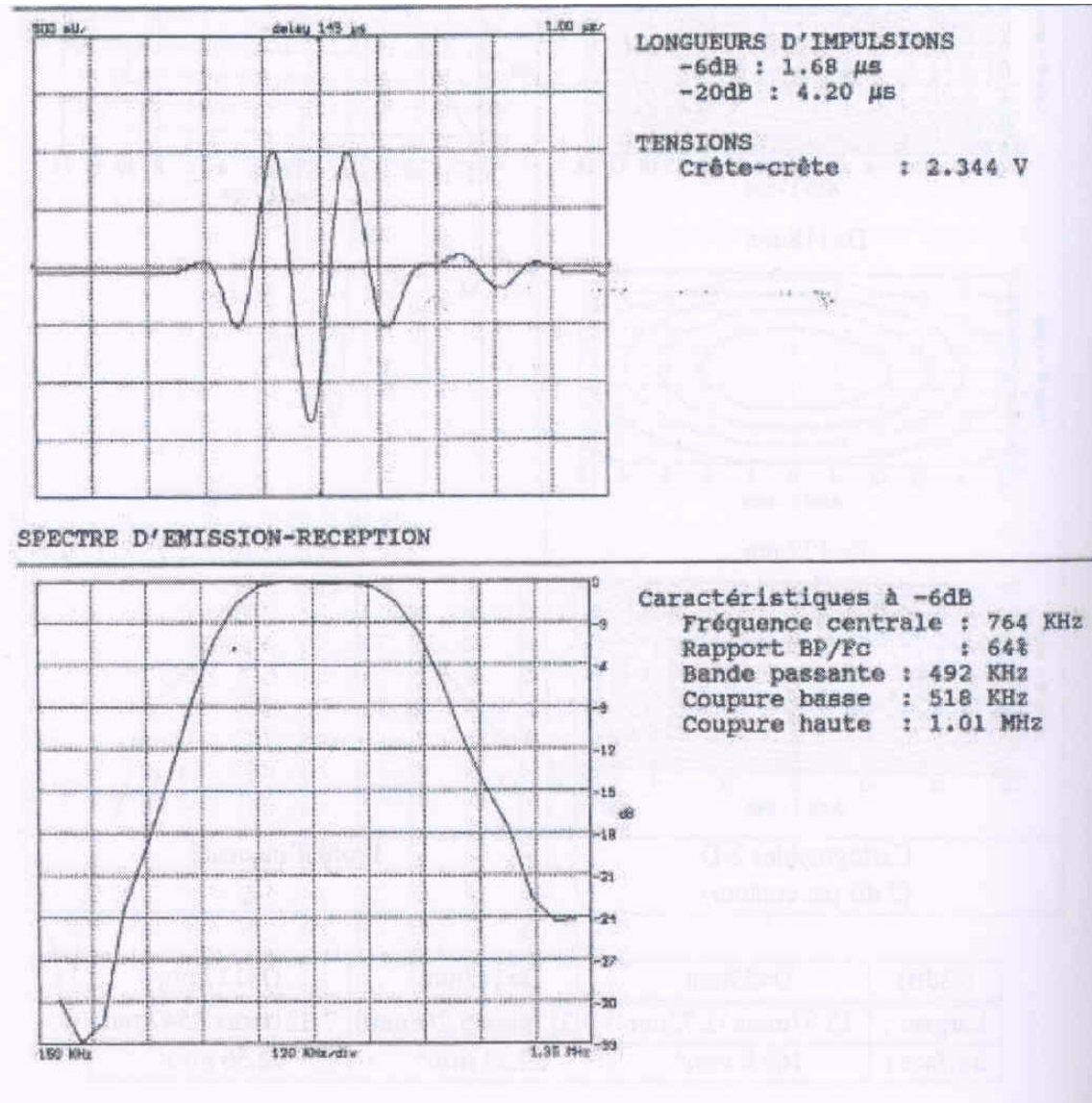
Capteur 250 kHz

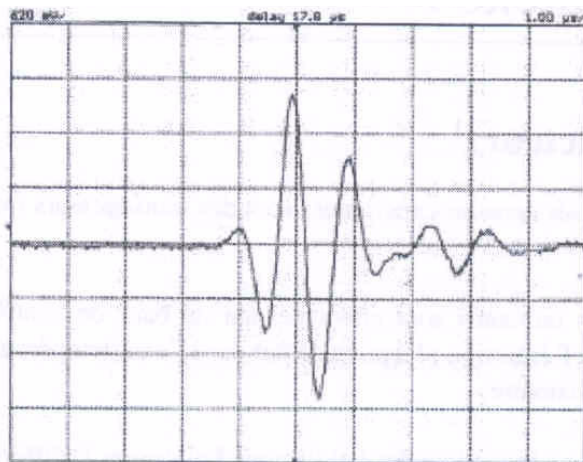


Capteur 500 kHz



Capteur 750 kHz

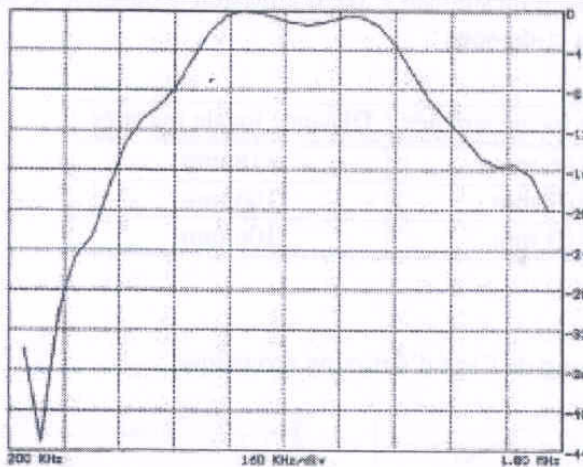


Capteur 1000 kHz**LONGUEURS D'IMPULSIONS**

-6dB : 1.56 µs
-20dB : 4.40 µs

TENSIONS

Crête-crête : 3.410 V

SPECTRE D'EMISSION-RECEPTION**Caractéristiques à -6dB**

Fréquence centrale : 1.04 MHz
Rapport BP/Fc : 63%
Bande passante : 650 KHz
Coupure basse : 713 KHz
Coupure haute : 1.36 MHz

Annexe 2

Modulation linéaire de fréquence

Spectre d'un signal modulé linéairement en fréquence

Le signal temporel considéré est une impulsion de durée T , centrée, comprise entre $-T/2$ et $T/2$. Pour une impulsion comprise entre 0 et T , il suffira de multiplier le spectre par l'exponentielle complexe $\exp(-j\omega T/2)$, d'après les propriétés de la transformée de Fourier. Le signal temporel s'écrit donc:

$$s(t) = A \cos\left(\omega_0 t + \frac{\mu t^2}{2}\right) \quad -\frac{T}{2} \leq t \leq \frac{T}{2} \quad 2.1$$

Dans cette écriture, ω_0 désigne la pulsation au temps $t = 0$, c'est à dire la pulsation centrale de la modulation.

Soit $S(f)$ la transformée de Fourier du signal $s(t)$ normé:

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \cos\left(\omega_0 t + \frac{\mu t^2}{2}\right) \exp(-2j\pi f t) dt \quad 2.2$$

En ne considérant que les fréquences positives [THO82], et en supposant que les lobes secondaires de la transformée de Fourier de la fenêtre rectangulaire sont vite négligeables, $S(f)$ s'écrit:

$$S(f) = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \exp\left[j(\omega_0 - \omega)t + \frac{\mu t^2}{2}\right] dt \quad 2.3$$

En introduisant le changement de variable $x = \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} \left[t - \frac{\omega - \omega_0}{\mu} \right]$ [THO82], on a:

$$S(f) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} \exp\left[-j \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\mu}\right] \int_{-x_1}^{x_2} \exp\left(j \frac{\pi}{2} x^2\right) dx \quad 2.4$$

avec:

$$x_1 = \frac{\frac{\mu T}{2} - (\omega_0 - \omega)}{\sqrt{\pi \mu}}, \text{ et } x_2 = \frac{\frac{\mu T}{2} + (\omega_0 - \omega)}{\sqrt{\pi \mu}};$$

ce qui donne:

$$S(f) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} \exp \left[-j \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\mu} \right] [C(x_1) + jS(x_1) + C(x_2) + jS(x_2)] \quad 2.5$$

où C et S sont les intégrales de Fresnel:

$$C(x) = \int_0^x \cos \frac{\pi}{2} y^2 dy$$

$$S(x) = \int_0^x \sin \frac{\pi}{2} y^2 dy$$

Le module et la phase de ce spectre seront respectivement:

$$|S(f)| = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} [(C(x_1) + C(x_2))^2 + (S(x_1) + S(x_2))^2]^{\frac{1}{2}} \quad 2.6$$

$$\Phi(f) = \arctan \left[\frac{Sx_1 + Sx_2}{Cx_1 + Cx_2} \right] - \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\mu} \quad 2.7$$

Lorsque le produit durée T par bande B est supérieur à 50, l'enveloppe du spectre est pratiquement rectangulaire, bornée par $\pm \frac{B}{2}$, tandis que la phase est stationnaire dans le même domaine de fréquences, [THO82]. C'est à dire, lorsque $B.T \gg 1$, x_1 et x_2 deviennent très grands, et $C(x)$ et $S(x)$ tendent vers 0,5, ce qui donne:

$$|S(f)| \approx \sqrt{\frac{\pi}{2\mu}} \quad f_0 - \frac{B}{2} < f < f_0 + \frac{B}{2} \quad 2.8$$

$$\Phi(f) = \arctan(1) - \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\mu} = \frac{\pi}{4} - \frac{\omega - \omega_0^2}{2\mu} \quad 2.9$$

Fonction d'autocorrélation d'une modulation linéaire de fréquence

Considérons le signal temporel suivant:

$$s(t) = \cos \left[2\pi f_0 t + \frac{\mu t^2}{2} \right] \quad -\frac{T}{2} < t < \frac{T}{2}$$

La fonction d'autocorrélation d'un signal réel s'écrit:

$$\Gamma(t) = \int_{-\infty}^{\infty} s(\tau) s(\tau - t) d\tau \quad 2.10$$

En utilisant la notation complexe de $s(t)$, $\bar{s}(t) = \exp \left(2j\pi f_0 t + \frac{\mu t^2}{2} \right)$

La fonction d'auto-corrélation devient:

$$\Gamma(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{s}^*(\tau - t) \bar{s}(\tau) d\tau \quad 2.11$$

Si l'on considère que le signal est non nul entre $-T/2$ et $T/2$ et nul ailleurs, il vient:

$$\Gamma(t) = \int_{\alpha_1(\tau)}^{\alpha_2(\tau)} \exp\left[j\left(\omega_0 t + \frac{\mu t^2}{2}\right)\right] \exp\left[-j\left(\omega_0(\tau - t) + \frac{\mu(\tau - t)^2}{2}\right)\right] d\tau \quad 2.12$$

avec $[\alpha_1(\tau), \alpha_2(\tau)]$ intervalle sur lequel la fonction est non-nulle, il dépend de t de la fonction suivante:

$$t \in [0, T] \Rightarrow [\alpha_1(t), \alpha_2(t)] = \left[t - \frac{T}{2}, \frac{T}{2}\right]$$

$$t \in [-T, 0] \Rightarrow [\alpha_1(t), \alpha_2(t)] = \left[-\frac{T}{2}, \frac{T}{2} + t\right]$$

On trouve alors

$$\Gamma(t) = \cos \omega_0 t \cdot \frac{\sin \frac{\mu t T - |t|}{2}}{\frac{\mu t T - |t|}{2}} \cdot \frac{T - |t|}{2} \quad 2.13$$

Le second terme de l'expression 2.13 est l'enveloppe des oscillation, en sinus cardinal.

Annexe 3

Méthode d'ajustement

Le recuit simulé

La méthode du recuit est une technique particulièrement bien adaptée pour les approximations d'optimisation à grande échelle où l'extremum global est caché parmi de nombreux extrema locaux. La stratégie de l'algorithme consiste, en explorant aléatoirement l'espace d'état, à favoriser les descentes, mais sans interdire tout a fait les remontées.

Le principe de base repose sur une analogie avec la thermostatique, plus précisément la solidification d'un liquide. A haute température, les molécules sont indépendantes et se déplacent librement les unes par rapport aux autres. Lorsque la température du liquide décroît lentement, la mobilité thermique est perdue: les atomes s'alignent pour former un cristal pur, avec un niveau d'énergie minimum. Si le liquide est refroidi brutalement, il n'atteint pas son niveau d'énergie stable, il est dans un état amorphe. La clé du processus est une décroissance contrôlée de la température, durant laquelle les atomes ont le temps de se réorganiser.

Beaucoup d'algorithmes d'optimisation se contentent d'un refroidissement brutal, qui conduit à un minimum local mais pas global. Une décroissance adéquate de la température laisse à l'algorithme du recuit la liberté de remonter vers des énergies plus grande, évitant ainsi le piège des minima locaux.

C'est en 1953 que Metropolis et al. incorpora ces notions physiques aux calculs numériques d'optimisation [MET53].

L'algorithme consiste, à partir d'une configuration initiale arbitrairement choisie, à simuler le comportement du système physique étudié à une température initiale choisie.

Pour l'utilisation de cette stratégie, il est nécessaire d'avoir les éléments suivants:

- une description des configurations possibles du système;
- un générateur de changements aléatoire des configurations;
- une fonction d'énergie à minimiser;
- un paramètre de contrôle de température.

Le simplex

Un simplex est une figure géométrique N -dimensionnelle, constituée de $N+1$ points et de tous les segments les reliant. En dimension 2, le simplex est un triangle. La méthode du simplex [NUM92] démarre non pas avec un point, mais avec $N+1$ points définissant le simplex initial. Si l'on considère l'un de ces points P_0 comme point de départ, alors les N autres points s'écrivent:

$$P_i = P_0 + \lambda e_i$$

où les e_i sont N vecteurs unitaires et λ est une constante caractérisant les échelles de paramètres. A partir de cette initialisation, la méthode du simplex se déplace par pas élémentaires, dont la plupart consistent à déplacer le point du simplex présentant l'énergie maximale à travers la face opposée du simplex, vers un point de plus faible énergie. Ces pas sont appelés réflexion, et sont construits de façon à conserver le volume du simplex. Cette description de la méthode montre qu'elle est géométrique et donc ne nécessite pas de connaissances trop grandes sur la fonction à optimiser. Les pas de base sont résumés dans la figure 3.1.

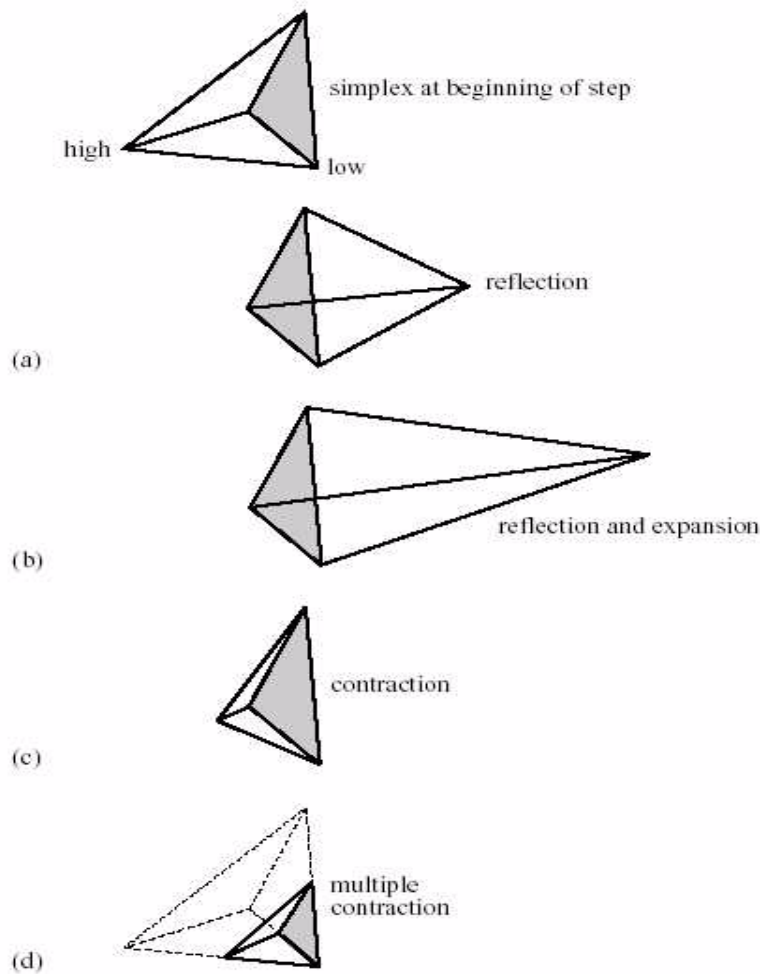


Figure 3.1 Possibilité de modification du simplex

Après un pas élémentaire, le simplex peut se retrouver, (a) en réflexion par rapport au point d'énergie maximale, (b) en réflexion et expansion par rapport au point le plus haut, (c) contracté selon une dimension, ou (d) contracté selon toutes les dimensions.

C'est cette technique qui sera le générateur de changement aléatoires des paramètres du recuit.

La fonction à minimiser sera la fonction d'erreur de notre modèle ainsi calculé aux données expérimentales.

VU:

LE DIRECTEUR DE THÈSE
(NOM PRÉNOM)

VU:

LE RESPONSABLE DE L'ÉCOLE DOCTORALE
(NOM PRÉNOM)

VU POUR AUTORISATION DE SOUTENANCE

RENNES, LE

LE PRÉSIDENT DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1

BERTRAND FORTIN

VU APRÈS SOUTENANCE POUR AUTORISATION DE PUBLICATION

LE PRÉSIDENT DE JURY,
(NOM PRÉNOM)